Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias de la Electrónica

"Estudio de las propiedades ópticas de las nanoesferas de Zn para aplicaciones en comunicaciones ópticas"

Tesis para obtener el título de:

Licenciada en Electrónica

Presenta:

Silvia Isabel Pérez Coeto

Asesores de tesis:

Dr. Plácido Zaca Morán (ICUAP-BUAP)

Dr. Gerardo Francisco Pérez Sánchez (ICUAP-BUAP)

Marzo 2015

Resumen

En este trabajo de tesis se realizó un estudio experimental de las propiedades ópticas no lineales de nanoesferas de zinc fotodepositadas sobre el núcleo de fibra óptica monomodo, usando una fuente de radiación coherente.

Se empleó la técnica de fotodeposición para implementar diferentes muestras de fibras ópticas con nanopartículas de zinc las cuales fueron depositadas sobre el núcleo de las fibras, utilizando diferentes potencias. Posteriormente se caracterizaron sus propiedades ópticas no lineales, especialmente la dependencia de la transmisión no lineal mediante la utilización de un amplificador de alta ganancia en configuración dual, el cual es programable en función de su frecuencia, ancho temporal y potencia de bombeo.

Adicionalmente se realizó la caracterización morfológica de las fibras ópticas con los depósitos de nanoesferas, usando microscopía óptica, para el análisis de las nanoesferas sobre el núcleo de las fibras.

El estudio de la transmisión no lineal de las nanoesferas depositadas sobre el núcleo de las fibras ópticas muestran una tendencia de absorción saturable dependiente de la transmición.

El estudio que se presenta en el trabajo puede ser aprovechado en aplicaciones de conmutación, filtrado de señales, limitadores ópticos o absorbedores saturables; todo para el área de comunicaciones ópticas, debido a que este trabajo se confeccionó para la región de 1550 nm.

Agradecimientos

Quiero agradecerles a mis padres por su apoyo en toda mi carrera y a mis hermanos que me motivaron a terminar.

Le agradezco a mi querido Enrique por sus consejos y motivación de todos los días; nuestras divertidas discusiones aclararon mis ideas.

Agradezco especialmente a el Dr. Zaca Morán por todo el apoyo, el tiempo y la confianza que siempre me brindó. Su paciencia y entusiasmo me motivaron a esforzarme y sobre todo a enamorarme de esta rama de la ciencia.

Índice

1 Introducción **1**

1.1 Antecedentes 3

1.2 Justificación 6

1.3 Objetivos 7

1.4 Descripción de la tesis 8

2 Marco teórico **9**

2.1 La naturaleza de la luz 9

2.2 Proceso de fotodeposición 11

2.3 Óptica no lineal 15

2.4 Efectos no lineales 17

2.4.1 Efectos no lineales de segundo orden 17

2.4.2 Efectos no lineales de tercer orden 17

2.4.3 Absorción saturable 17

2.5 Parámetros de medición de la luz 19

3 Desarrollo experimental **22**

3.1 Fotodeposición de nanomateriales sobre una fibra óptica 22

3.2 Amplificador de alta ganancia 24

3.2.1 Descripción del amplificador 24

3.2.2 Descripción de los componentes ópticos 26
3.2.3 Componentes electrónicos utilizados en el amplificador 34
3.2.4 Caracterización del láser DFB 41
3.2.5 Caracterización del láser de bombeo 44
3.3 Caracterización morfológica 44
3.4 Caracterización óptica no lineal 48

4 Resultados 50
4.1 Caracterización del amplificador óptico 50
4.2 Caracterización morfológica 53
4.3 Caracterización no lineal 55
4.4 Resultados teóricos 58

Conclusiones 62

Referencias 63

Lista de figuras

1.1 Ventanas de las comunicaciones ópticas. 2

2.1 Ubicación del espectro óptico dentro del espectro electromagnético [46]. 10

2.2 Fuerzas implicadas en el proceso de fotodeposición. 13

2.3 Fuerza ejercida en nanopartículas de Zn durante el proceso de fotodeposición como una función de su tamaño. Para potencias de 5 y 50 mW [66]. 14

2.4 Representación gráfica de la potencia promedio y potencia pico. 20

3.1 Arreglo experimental del procesos de fotodeposición de las nanoparticulas de Zn sobre el núcleo de una fibra óptica. 23

3.2 Arreglo experimental del amplificador pulsado de alta ganancia. 25

3.3 Circulador óptico: imagen del circulador óptico modelo 6015-3 de Thorlabs 27

3.4 Diagrama de las transiciones más importantes del nivel de energía de la fibra dopada con Er^{3+}. 28

3.5 Imagen de un tramo fibra óptica dopada con erbio exitada 29

3.6 Controlador de polarización utilizado en el amplificador. 29

3.7 Imagen física y simbólica del WDM *modelo* $WD202A$ 30

3.8 Configuraciones comunes de acopladores. a) configuración de acopldor 2×1, b) configuración acoplador 2×2 31

3.9 Diagrama básico de una rejilla de Bragg y su funcionamiento interno 32

3.10 Diodo laser de bombeo modelo PL980P330J. 33

3.11 Diodo láser *DFB DL-5335-VXS* d 34

3.12 Controlador de corriente LDC 500. 35

3.13 Controlador TEC 2000 Thermoelectric Temperature Controller. 36

3.14 Montura *TCLDM9 Temperature Controlled* 36

3.15 Montura LM14S2, Butterfly Laser Diode Mounts de Thorlabs 37

3.16 Controlador del laser de bombeo ITC510 38

3.17 Generador de pulsos 6040 38

3.18 Osciloscopio Tektronix DPO3014 39

3.19 Medidor de potencia PM100D de Thorlabs 40

3.20 Cabezal-sensor de potencia S145C 40

3.21 Relación de la temperatura suministrada y la longitud de onda que emite el láser DFB. 42

3.22 Gráfica de la potencia de salida del láser DFB en función de la corriente suministrada, a diferentes temperaturas. 43

3.23 Gráfica de la potencia de salida del láser de bombeo en función de la corriente de aplicada. 45

3.24 Esquema del microscópio óptico empleado para la caracterización morfológica de las nanopartículas de *Zn* depositadas sobre la fibra óptica. 46

3.25 Esquema del microscópio electrónico de barrido empleado para la caracterización morfológica de las nanopartículas de *Zn* depositadas sobre la fibra óptica. 47

3.26 Arreglo experimental para la caracterización óptica no lineal de las nanoesferas depositadas sobre la fibra óptica. 48

4.1 Potencia de salida en función del ancho temporal del pulso para diferentes frecuencias con una aproximación de los primeros 300 W de potencia pico. 51

4.2 Pulsos de entrada (punteado) y salida (rojo) de 15, 20,50 y 100 ns del amplificador de álta ganancia. 52

4.3 Imágenes tomadas en el microscopio óptico de fibras ópticas monomodo después de haber pasado por el proceso de fotodeposición. (a) Imagen de la cara de una fibra óptica limpia. (b) Imagen de una fibra óptica con fotodeposiciones a *20 mW* (c) Fibra óptica con fotodeposiciones a *50 mW*. 53

4.4 Caracterización óptica con el *SEM* de tres fibras ópticas después de haber pasado por el proceso de fotodeposición, a diferentes potencias. (a) Imagen de la fibra sin fotodepósitos, (b) Imagen de la fibra óptica con nanoestructuras fotodepositadas a 20 mW. (c) Imagen de la fibra óptica con nanoestructuras fotodepositadas a 50 mW. 54

4.5 Transmisión de las nanoesferas de Zn fotodepositadas sobre una fibra en función de la intensidad. 55

4.6 Caracterización no lineal de la muestra 1 con barniz: a)Resultado de fibra óptica con barniz, b) Resultado de la muestra 1. 56

4.7 Transmisión de las diferentes muestras: (a) Resultados de las transmisiones de las muestras 2 y 3, (b) Resultados de las transmisiones de las muestras 4 y 5. 57

4.8 Ajustes teóricos de las diferentes muestras. 59

4.9 Relación entre la potencia de fotodeposición y la profundidad de modulación (ΔT) de cada muestra. 60

Acrónimos

DFB	Retroalimentación distribuida Distributed Feedback
EDF	Fibra dopada con erbio Erbium Doped Fiber
$EDFA$	Amplificador de fibra dopada con erbio Erbium Doped Fiber Amplifier
Er	Erbio Erbium
FBG	Rejilla de Bragg Fiber Bragg Grating
LD	Diodo láser Laser Diode
$LSPR$	Resonancia de plasmón de superficie localizada Localized Surface Plasmon Resonance
OSA	Analizador de espectros ópticos Optical Spectrum Analyzer
ZnO	Óxido de zinc
NLO	Óptica no lineal Nonlinear optics
$SESAM$	Espejo semiconductor absorbente saturable Semiconductor Saturable Absorber Mirrors
SEM	Microscopio electrónico de barrido Scanning Electron Microscope
SFG	Generación de suma de frecuencias
SMF	Fíbra óptica monomodo Single Mode Fiber

SPR	Resonancia de plasmones de superficie Surface Plasmon Resonance
$SWNT$	Nanotubos de carbono de pared simple Single Walled NanoTubes
TEC	Controlador termoeléctrico de temperatura Thermoelectric Temperature Controlle
TEM	Microscópio electrónico de transmisión Transmission Electron Microscope
TPA	Absorción de dos fotones Two-Photon Absorption
$u.a.$	Unidades arbitrarias
$UV - vis$	Espectroscopia ultravioleta - visible Ultraviolet–visible spectroscopy
WDM	Multiplexor por división de longitud de onda Wavelength Division Multiplexer
Zn	Zinc

Capítulo 1

Introducción

Las comunicaciones ópticas representan actualmente uno de los modos de transmisión de señales más prometedoras en el mundo, teniendo dos dispositivos clave para su desarrollo tan acelerado: los láseres y las fibras ópticas [1-2].

Desde su invención en 1960, el láser ha sido protagonista de diferentes logros en distintas áreas del desarrollo científico y tecnológico, sin embargo es el área de las comunicaciones ópticas donde se ha tenido un gran impacto [3-5].

Los sistemas de comunicación que emplean fibras ópticas para la transmisión de información, operan típicamente a una longitud de onda comprendida entre *800* y *1600 nm*, región del infrarrojo; debido a que en esta región se encuentran las más bajas pérdidas por dispersión de Rayleigh y por absorción del material; nombradas como las tres ventanas de las comunicaciones ópticas: la primera ventana se encuentra aproximadamente en *850 nm*; la segunda en *1300 nm* y la tercera ventana en *1550 nm* (Figura 1.1); siendo ésta la más popular por tener las más bajas pérdidas [6-10]. Actualmente, el láser de fibra óptica es ampliamente utilizado por sus características que ofrece: tamaño compacto, gran intensidad, eficiencia, capacidad de emitir a diferentes longitudes de onda, entre otras; teniendo mayores ventajas y campos de aplicación respecto a otros láseres [11-14].

Adicionalmente, el láser de fibra óptica ha sido una herramienta fundamental en el desarrollo de nuevas técnicas de interacción, manipulación y selección de materiales nanoestructurados [15-17]. Estos desarrollos han develado interesantes y potenciales aplicaciones en las comunicaciones ópticas; donde existe un gran campo por estudiar y aplicar.

En este trabajo de tesis se presenta el estudio de las propiedades ópticas de las nanoesferas de zinc (Zn), fotodepositadas sobre el núcleo de fibras ópticas monomodo

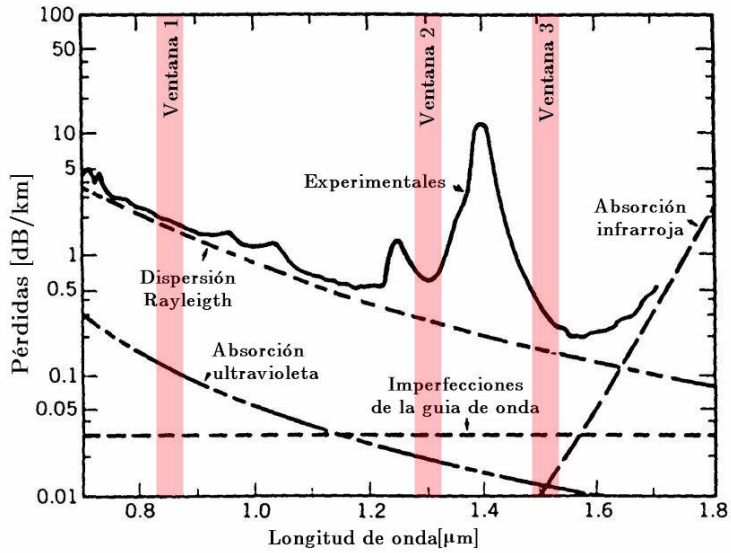

Figura 1.1. Ventanas de las comunicaciones ópticas.

(SMF, por sus siglas en inglés) usando una fuente de radiación coherente infrarroja a diferentes potencias. Para realizarlo, primero se depositaron nanoesferas de Zn sobre el núcleo de cinco SMF mediante la técnica de fotodeposición a diferentes potencias, obteniendo el mismo valor de transmisión en todas las muestras. Posteriormente se caracterizaron sus propiedades ópticas no lineales mediante la utilización de un amplificador de alta ganancia en configuración dual, el cual es programable en función de su frecuencia, ancho de pulso, temperatura y potencia. Seguido de esto, se realizó una caracterización morfológica de las fibras ópticas con los depósitos de nanoesferas usando microscopía para observar la distribución de las nanoesferas sobre el núcleo de las fibras y finalmente se obtuvieron los parámetros no lineales como la absorción no lineal, la suceptibilidad de tercer orden y profundidad de modulación.

La originalidad de la propuesta radica en el estudio de las propiedades ópticas de los materiales metálicos nanoestructurados para la generación del conocimiento de interés para la ciencia y tecnología, particularmente en el área de las comunicaciones ópticas.

1.1 Antecedentes

La óptica no lineal (NLO, *por sus siglas en inglés*) es un campo de la física que está ganando terreno encontrando cada día nuevas aplicaciones [18], como en la medicina [19-21], biología [22, 23], fotónica y optoelectrónica [24-30], telecomunicaciones [31-33], y en un sin fin de áreas del desarrollo científico. En el análisis de este fenómeno, particularmente en la generación de tercer armónico y la polarización no lineal; los materiales nanoestructurados se han ganado un papel importante en estos estudios y están siendo utilizados para este campo [34].

En el 2007 Litty Irimpan *et al.* [35] investigaron propiedades no lineales de películas de nanoesferas de óxido de zinc (ZnO) formadas en un coloide con la técnica Z-Scan. Observaron un cambio entre la absorción saturable (SA, *por sus siglas en inglés*) y absorción saturable inversa (RSA) cuando el material cambiaba de coloide a películas. Las características no lineales las atribuyeron a los estados de defecto del ZnO y a los efectos electrónicos cuando la solución coloidal se transforma en monocápsulas auto-ensambladas. En su investigación reportaron la dependencia de los absorbedores saturables con la intensidad, longitud de onda y el tamaño de las nanopartículas. Los valores de la parte imaginaria de la susceptibilidad de tercer orden fue calculada en partículas de tamaño de *40-300 nm* a diferentes intensidades que van desde *40* hasta *325* MW/cm^2 con un rango de longitud de onda de *450-650 nm.*

En el 2011, Misha Hari *et al.* [36] prepararon nano-coloides de plata por el método de reducción química estudiando sus propiedades ópticas no lineales, mediante la técnica Z-Scan con pulsos láser de nanosegundos que opera a *532 nm.* Se observó una conmutación de SA a RSA, a medida que la intensidad de entrada se incrementaba desde *28.1* hasta *175.8* MW/cm^2. Según los autores, el mecanismo subyacente responsable de este comportamiento de conmutación observado, es la interacción entre el estado fundamental del plasmón y la absorción de estado excitado *(Excited State Absorption, ESA).* El comportamiento RSA se le atribuye al efecto

acumulativo de ESA, la absorción de dos fotones (TPA, *por sus siglas en inglés*) y la dispersión no lineal.

Un año después, Robert Czaplicki *et al.* [37] estudiaron las propiedades ópticas lineales y no lineales de una familia de matrices de nanopartículas de oro en forma de L con diferentes dimensiones. Los autores mostraron que el espectro plasmónico puede ser sintonizado para la longitud de onda deseada, cambiando las dimensiones de las nanopartículas. Tal posibilidad es necesaria para optimizar la respuesta no lineal de una longitud de onda deseada, demostrando que la respuesta óptica no lineal de nanoestructuras metálicas es sensible a la calidad de la muestra; las pequeñas desviaciones en las características estructurales de las partículas resultan en grandes cambios en la respuesta no lineal. Este problema es particularmente evidente en la generación del segundo armónico que es sensible a la simetría de la muestra. Su estudio mostró que la respuesta óptica no lineal de muestras de alta calidad está impulsada por la interacción del dipolo eléctrico y ya no es incontrolable como lo fue en el pasado para las muestras de baja calidad.

Recientemente se comenzaron a fusionar las características de las nanoestructuras con la tecnología de la fibra óptica en diferentes áreas de la investigación. Un ejemplo de ello es en el desarrollo de nanosensores optoquímicos de alto rendimiento [38]. En el 2006, Haiquan Guo y Shiquan Tao [39] desarrollaron una sonda de fibra óptica con un recubrimiento de una capa delgada de *Ag-SH-*SiO_2 para detectar amoniaco en muestras de gas. Estos autores detectaron por microscopía electrónica de transmisión (TEM, *por sus siglas en inglés*), nanopartículas de plata en forma casi esférica y homogéneamente distribuida en la fibra y con un espesor de alrededor de *33 nm*. El tamaño de las partículas es de alrededor de *25 nm*. La sonda de fibra óptica se caracterizó por espectroscopia ultravioleta - visible ($UV - vis$) y microscopía electrónica de barrido (SEM, *por sus siglas en inglés*). La respuesta de la fibra óptica para rastrear amoníaco en una muestra de gas se detectó mediante la detección de la intensidad de luz que transmite a través de la sonda de fibra. De acuerdo a sus resulta-

dos, las características principales de fibra para detectar amoníaco es la sensibilidad, reducido tamaño y bajo costo, tanto en la fabricación como en el funcionamiento.

En el 2014 J.G. Ortega Mendoza *et al.* [40] fabricaron un sensor de fibra óptica para la medición del índice de refracción en un medio acuoso basado en resonancia localizada de plasmón de superficie ($LSPR$, *por sus siglas en inglés*). El sensor fue implementado usando una lámpara de tungsteno, un espectrómetro, y una fibra óptica con nanopartículas de plata fotodepositadas en la terminal de la fibra, logrando una sensibilidad de *67.5 nm/RIU.* Cuando aumenta el índice de refracción, la respuesta del sensor es desplazada linealmente hacia longitudes de onda de la $LSPR$ a longitudes de onda más largas.

Una interesante aplicación de las nanoestructuras fue reportado en el 2011 por Hyung-Jun Kim *et al.* [41]. Los autores documentaron propiedades ópticas de nanotubos de carbono de pared simple *(SWNT, por sus siglas en inglés*) en SiO_2 empleando la deposición de aerosol. En el trabajo reportaron el estudio de la no linealidad en función de la transmitancia, como un dispositivo absorbedor saturable. La película compuesta de $SiO_2 - SWNT$ la utilizaron en láseres de fibra ultrarrápidos de amarre de modos, induciendo pulsos de salida de alta calidad con la duración del pulso medido y tasa de repetición de *890 fs* y *9.52 MHz* respectivamente. Verificando la no linealidad, comprobaron que los $SWNTs$ alojados son los formadores del pulso.

Los materiales nanoestructurados son ampliamente usados en diferentes trabajos de investigación debido a las propiedades únicas que posee cada material y que no se tienen en su forma macroscópica, así como sus múltiples aplicaciones en la ciencia. Sin embargo, aún hay pocos resultados experimentales en la literatura que han usado estas características a favor de las comunicaciones ópticas.

En el 2013 P. Zaca-Morán *et al.* [57] realizaron una caracterización no lineal de $SWCNT$ depositadas sobre fibra óptica monomodo (*SMF, por sus siglas en inglés*) usando la técnica de fotodeposición y un amplificador de alta ganancia. Sus resultados mostraron que el sistema de alta ganancia es ideal para llevar a cabo estudios de los

efectos no lineales en fibras ópticas, así como la caracterización no lineal de materiales nanoestructurados depositados sobre una fibra óptica.

En este trabajo de tesis se presenta un estudio experimental de las propiedades ópticas no lineales de nanoesferas de zinc fotodepositadas sobre el núcleo de *SMF*, usando una fuente de radiación coherente. Se empleó la técnica de fotodeposición para colocar nanopartículas de zinc sobre el núcleo de las fibras. Posteriormente se caracterizaron sus propiedades ópticas no lineales mediante la utilización de un amplificador de alta ganancia en configuración dual. Asimismo, se realizó la caracterización morfológica de las fibras ópticas con los depósitos de nanoesferas para el análisis de las nanoesferas sobre el núcleo de las fibras.

1.2 Justificación

Desde la invención del láser y la fibra óptica, se han encontrado diversas aplicaciones en la ciencia y la tecnología, teniendo el área de las comunicaciones ópticas gran posibilidad para la innovación.

Uno de los desarrollos en el campo de las comunicaciones ópticas, que tiene mucha atención hoy en día, son los *SAs*. Un *SA* es un elemento no lineal cuya respuesta de una señal óptica es dependiente de la intensidad óptica, es decir, la transmisión aumenta con el incremento de la intensidad de luz.

Existen diferentes tipos de *SA*, entre los que se encuentran el espejo semiconductor absorbente saturable (*SESAM*, *por sus siglas en inglés*) que tiene la ventaja de absorber en un rango amplio de longitudes de onda, pero tiene la desventaja de que son costosos, delicados y sensibles al daño óptico. Por su parte, los implementados a base de fibras ópticas (*p. ej.*. interferómetro de Sagnac) tienen la desventaja de ser sensitivos a las influencias ambientales, dando como resultado una salida inestable cuando son usados en láseres de fibras ópticas. Finalmente, los absorbedores saturables a base de materiales nanoestructurados, particularmente los nanotubos

de carbono de una pared simple, han sido ampliamente estudiados, pero tienen la desventaja de ser costosos y deben tener propiedades físicas muy específicas.

Las propiedades ópticas de las nanoestructuras de Zn como absobedores saturables, no han sido estudiadas ni reportadas en el contexto de los sistemas de comunicaciones. Así pues, existe un importante campo de investigación que puede aportar resultados de interés dentro del área de las comunicaciones ópticas.

El motivo de esta investigación es la contribución al desarrollo de las comunicaciones ópticas, buscando alternativas más económicas y viables a las actuales para obtener los mismos o mejores resultados. En suma, la combinación de los láseres de fibra óptica con las nanoestructuras podría ser considerada como una innovación en la era de la información.

1.3 Objetivos

Objetivo general

Estudiar las propiedades ópticas de las nanoesferas de Zn fotodepositados sobre el núcleo de la fibra óptica monomodo, usando una fuente de radiación coherente para aplicaciones en el área de las comunicaciones ópticas.

Objetivos particulares

Objetivo 1: Caracterizar y optimizar un amplificador óptico de alta ganancia

Objetivo 2: Fotodepositar nanoesferas de Zn sobre el núcleo de fibra óptica monomodo

Objetivo 3: Caracterizar las propiedades ópticas nolineales de las nanoesferas de Zn fotodepositadas en fibra óptica.

Objetivo 4: Caracterizar morfológicamente el núcleo de las fibras ópticas con los depósitos de nanoesferas

Objetivo 5: Justificar los resultados obtenidos

1.4 Descripción de la tesis

Esta tesis se compone de cuatro capítulos.

En el capítulo 1 se introduce al tema de tesis con algunos resultados experimentales relacionados a éste disponibles en la literatura. Se aborda con un resumen de estudios revisados sobre respuestas ópticas no lineales de nanopartículas, en especial de nanopartículas metálicas; para continuar con trabajos con más relación a esta tesis; específicamente en respuestas ópticas no lineales de nanopartículas en fibra óptica, para dar una idea de la gran atención que tiene este campo de la óptica. Aquí se describe la relevancia que sostiene a este trabajo en la ciencia y especialmente en las comunicaciones ópticas.

En el capítulo 2 se describen los principios básicos de la fotónica para poder comprender la óptica no lineal; además de los efectos no lineales que explican esta investigación, así como del principio básico del proceso de fotodeposición.

En el capítulo 3 se pormenoriza todo el desarrollo experimental. Se describe cada uno de los componentes, así como las caracterizaciones que se hicieron a cada sistema utilizado.

En el capítulo 4 se exponen los resultados experimentales de todas las etapas principales, tal como; la caracterización del amplificador óptico de alta ganancia, la caracterización no lineal y las caracterizaciones morfológicas realizadas. También se presentan los resultados teóricos con los cuales se hicieron los ajustes correspondientes las caracterizaciones no lineales.

Se finaliza con las conclusiones a las que se llegaron durante todo este proceso de investigación.

Capítulo 2

Marco teórico

Desde el invento del láser, la luz coherente es usada comúnmente en diferentes dispositivos electroópticos para diversos campos de la investigación, y es necesario conocer las propiedades que ésta presenta. En este capítulo se expone de forma básica los fundamentos teóricos de la fotónica, así como los principios básicos de la óptica no lineal que justifica el funcionamiento este trabajo experimental.

2.1 La naturaleza de la luz

La naturaleza enigmática de la luz ha sido apreciada a lo largo de la historia empezando con la controversia entre Newton y Huygens en 1700; Newton aseguraba que la luz tenía una naturaleza corpuscular, mientras que Huygens afirmaba que tenía una naturaleza ondulatoria. En 1800 Thomas Young trató de resolver esta controversia con su famoso experimento de doble rendija. Él demostró la generación de franjas sinusoidales bajo un patrón de interferencia a una cierta distancia. Su experimento fue remplazado un siglo después por la hipótesis de Einstein que, inspirado por Planck, propone a la luz como cuantos indivisibles de energía electromagnética; $h\nu$. Actualmente la explicación teórica consistente sobre las propiedades de la luz está basada conjuntamente en la teoría electromagnética de Maxwell y la teoría cuántica; la primera trata generalmente la propagación de la luz mientras que la segunda se enfoca en estudiar la interacción de la luz con la materia y su emisión. Esta teoría conjunta se llama electrodinámica cuántica [42, 43].

Cuando la luz es tratada desde el punto de vista clásico, la luz se estudia como un fenómeno ondulatorio electromagnético descrito por los mismos principios teóricos que gobiernan todas las formas de radiación electromagnética. La radiación electro-

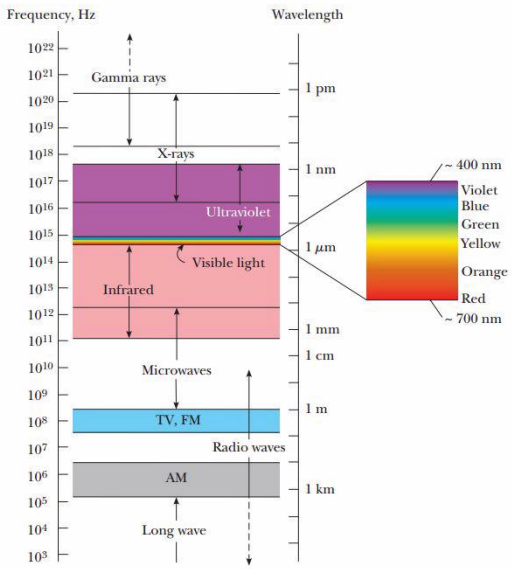

Figura 2.1. Ubicación del espectro óptico dentro del espectro electromagnético [46].

magnética se propaga en forma de dos ondas vectoriales acopladas: una onda eléctrica y una onda magnética [44]. Entonces, el término de la luz indica a la radiación electromagnética comprendida desde el infrarrojo, pasando por la luz visible para los humanos con una longitud de onda de *400-750 nm*, hasta el ultravioleta (Figura2.1) y es descrita con la ecuación de onda electromagnética en el vacío [45], desarrollada con las ecuaciones Maxwell:

$$\nabla \cdot \boldsymbol{E} = 0, \tag{2.1}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0, \tag{2.2}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \epsilon_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t}, \tag{2.3}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\mu_0 \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}, \tag{2.4}$$

donde $\mathbf{E}$ es el campo eléctrico y $\mathbf{B}$ es el campo magnético, $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}\ F/m$ es la constante dieléctrica y $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}\ H/m$ es la permeabilidad magnética en el vacío.

Obteniendo el rotacional de la Ec. 2.4, sustituyendo la Ec. 2.3 en el resultado anterior y además usando la Ec. 2.1, se llega a la ecuación de onda, mostrando que la luz es en efecto una onda electromagnética como lo dedujo Maxwell. La Ec. 2.5, es una ecuación diferencial de segundo orden que describe a una onda plana.

$$\nabla^2 \boldsymbol{E} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \boldsymbol{E}}{\partial t}, \tag{2.5}$$

donde

$$\frac{1}{c^2} = \epsilon_0 \mu_0. \tag{2.6}$$

Una de las propiedades importantes de los campos electromagnéticos ópticos es el hecho de que transportan energía y momento lineal a medida que viajan.

El flujo de energía en una onda electromagnética es compartida, de igual manera, por el campo magnético $\mathbf{B}$ y el campo electrico $\mathbf{E}$. La velocidad a la que fluye la energía *(potencia)* por unidad de área superficie se describe con la magnitud del vector de Poynting [46]:

$$\mathbf{S} = c^2 \epsilon_0 \mathbf{E} \times \mathbf{B}. \tag{2.7}$$

Esta expresión es un producto vectorial y representa la velocidad de transporte de la energía electromagnética por unidad de superficie en la misma dirección y sentido de propagación. En el sistema SI tiene unidades de watt por unidad de área (W/m^2).

Experimentalmente se mide la magnitud del tiempo promedio de $\mathbf{S}$, considerando en uno o más ciclos de onda. La magnitud del tiempo promedio de $\mathbf{S}$ se conoce como la intensidad o irradiancia I de la onda que puede expresarse en términos de las amplitudes de los campos:

$$I = |\mathbf{S}| = \frac{1}{\mu_0}|\mathbf{E}||\mathbf{B}|.$$

2.2 Proceso de fotodeposición

Como se mencionó anteriormente, la teoría clásica de Maxwell mostró en 1873 que la radiación electromagnética es portadora de energía y momento lineal a medida que

viajan, por lo tanto la luz puede ejercer presión de radiación al interaccionar con la materia.

La presión de radiación es un efecto de la interacción luz-materia; es la fuerza producida por la dispersión de la luz, proporcional a su intensidad y que actúa en la misma dirección de su propagación [55]. Gracias a las propiedades del láser, se puede concentrar esta presión a lo largo de la dirección del haz, lo que nos permite manipular partículas del orden micro y nanométrico [72, 73], con esto, procesos de manipulación, selección y por lo tanto la implementación de películas delgadas sobre fibras ópticas.

La fotodeposición es una técnica que hace uso de las fuerzas ópticas generadas por la presión de radiación sobre materiales nanoestructurados: la fuerza de gradiente ($\boldsymbol{F}_{grad}$), que indica que la fuerza sobre una partícula Rayleigh[1] es proporcional al gradiente de la intensidad del haz; la fuerza de esparcimiento ($\boldsymbol{F}_{esp}$) y fuerza de absorción($\boldsymbol{F}_{abs}$), dirigidas a lo largo de la propagación del láser que dependen del esparcimiento y/o absorción de la nanopartícula; la fuerza de Stokes ($\boldsymbol{F}_{stokes}$) generada por el calentamiento del medio y de las partículas metálicas, como se muestra en la Figura 2.2. Estas fuerzas son las responsables de la fotodeposición de nanopartículas con índices de refracción complejo sobre materiales dieléctricos [66] y la suma de éstas puede afectar la dinámica de las partículas Rayleigh. La fuerza total está dada en la ecuación:

$$\mathbf{F}_{total} = \mathbf{F}_{abs} + \mathbf{F}_{esp} + \mathbf{F}_{grad} + \mathbf{F}_{stokes}, \tag{2.8}$$

donde:

$$\begin{aligned}
\mathbf{F}_{grad} &= \frac{1}{2}\vartheta'(\omega) \bigtriangledown E^2, \\
\mathbf{F}_{esp} &= \left(\frac{n}{c}\right)\mathbf{I}(r)C_{scat}, \\
\mathbf{F}_{abs} &= \left(\frac{n}{c}\right)\mathbf{I}(r)C_{abs},
\end{aligned}$$

[1] Esta sección se basa en el trabajo reportado por J. G. Ortega-Mendoza *et al.* [66], donde se enfocan en el régimen de Rayleigh y Mie debido a que el tamaño de las partículas tiene un amplio rango desde nanómetros hasta micrómetros

$$\mathbf{F}_{stokes} = 6\pi\Psi R\upsilon_s, \tag{2.9}$$

siendo $\vartheta(\omega) = \vartheta'(\omega) + i\vartheta'(\omega)$ la polarizabilidad compleja, c la velocidad de la luz,

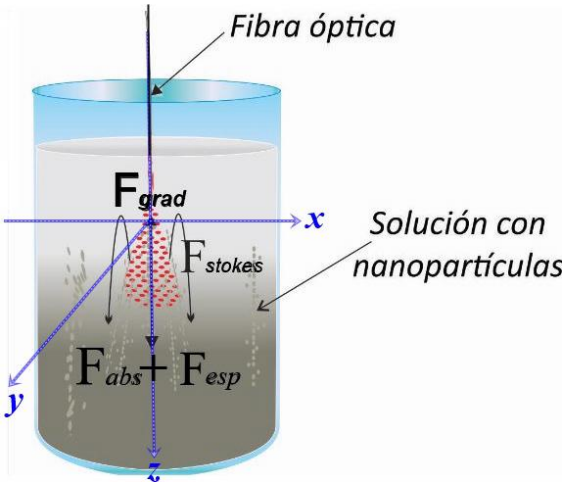

Figura 2.2. Fuerzas implicadas en el proceso de fotodeposición.

$\mathbf{I}(r)$ la distribución de la intensidad del haz, n el índice de refracción de la solución, C_{abs} y C_{esp} son la sección transversal de la absorción y de esparcimiento y pueden ser calculadas con la teoría Rayleigh o la teoría Mie, Ψ=0.00196 Ns/m^2 es la viscosidad dinámica del alcohol isopropílico y ν_s es la velocidad de las partículas cerca de la fibra óptica. La distribución de la intensidad del haz en el final de la fibra es expresada por una distribución gaussiana [50]:

$$\mathbf{I}(r) = \left(\frac{2P}{\pi w}\right) \frac{\mathbf{k}^2 w_0^4}{4z^2 + (\mathbf{k}w_0^2)^2} \exp\left[-\frac{2\mathbf{k}w_0\left(x^2+y^2\right)}{4z^2 + \left(\mathbf{k}w_0^2\right)^2}\right],$$

donde P es la potencia del haz, $\mathbf{k}$ denota el vector de onda de la luz en el vacío, w_0 es el ancho del haz y *(x,y,z)* representan las coordenadas espaciales con $+z$ como la dirección de propagación.

El haz infrarrojo induce a una corriente de convección al líquido hacia la fibra óptica, debido a la transferencia de calor de las partículas metálicas calientes, y $\boldsymbol{F}_{abs}$

+ $\boldsymbol{F}_{esp}$ (que son mucho más grandes que $\boldsymbol{F}_{grad}$) compensan parcialmente a $\boldsymbol{F}_{stokes}$ para cierto tamaño de partículas.

Como las fuerzas de absorción, de esparcimiento y de Stokes son dependientes del tamaño de la partícula y de la potencia del láser, se puede seleccionar el tamaño de las partículas durante el proceso de fotodeposición.

De acuerdo a los resultados obtenidos por J.G. Ortega-Mendoza *et al.* se reportó que la fuerza neta ($\boldsymbol{F}_{total}$) aplicada en nanopartículas de *Zn* en función del radio de éstas para potencias de *5 mW* y *50 mW*. Cuando la potencia es de *5mW*, las partículas con radio menor a *350 nm* serán depositadas en la fibra, mientras que para una potencia de *50 mW* serán depositadas partículas menores que *100 nm* (Figura 2.3). Esto quiere decir que a mayor potencia suministrada en el proceso de fotodeposición menor es el radio de las partículas que se depositan sobre la fibra óptica.

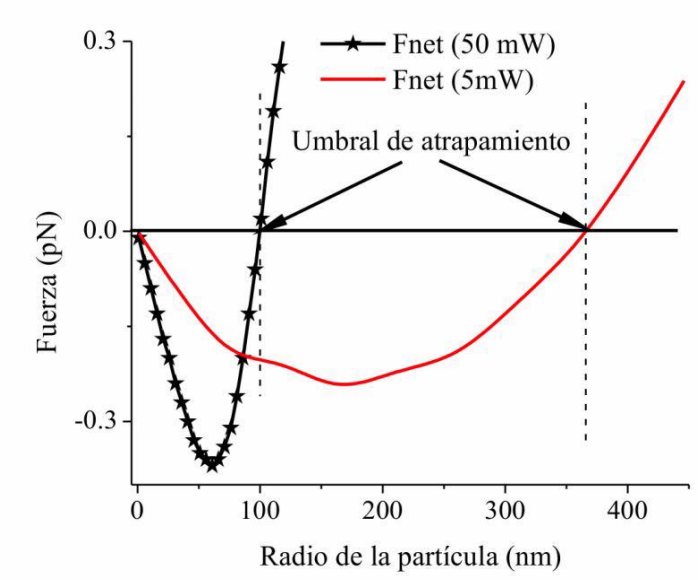

Figura 2.3. Fuerza ejercida en nanopartículas de *Zn* durante el proceso de fotodeposición como una función de su tamaño. Para potencias de 5 y 50 mW [66].

2.3 Óptica no lineal

La óptica, es una rama de la física que estudia la respuesta de la interacción de campos electromagnéticos ópticos con la materia. Se pueden encontrar dos tipos de fenómenos en la óptica: los lineales y no lineales.

La óptica lineal o la convencional es la base de toda aplicación en la fotónica, explicando todo fenómeno de la luz con la materia a intensidades bajas; como la reflexión, refracción, difracción, absorción lineal, polarización lineal, etcétera; pudiendo aplicar el principio de superposición. Estos parámetros dependen sólo de la naturaleza del medio y la intensidad es tan sólo un elemento sin relevancia en la interacción, esto quiere decir que las variaciones relativas de la intensidad del campo electromagnético incidente en cualquier material no afectan a las propiedades ondulatorias; en consecuencia, la polarización del medio es linealmente proporcional al campo eléctrico [47, 50].

Contrastando, en un fenómeno óptico no lineal, la respuesta del material depende fuertemente de la intensidad del campo óptico y juega un gran papel en los efectos encontrados [49]. La óptica no lineal (NLO) estudia tales fenómenos.

Los efectos ópticos no lineales pertenecen a una clase más amplia de fenómenos electromagnéticos descritos en el marco general de las ecuaciones de Maxwell macroscópicas [51].

Consideremos a la polarización macroscópica de un medio (es decir, el momento dipolar por unidad de volumen) cuando se ilumina con un campo $\boldsymbol{E}$, dada por la ecuación 2.10:

$$\boldsymbol{P}=\boldsymbol{P}_L+\boldsymbol{P}_{nl}, \tag{2.10}$$

donde $\boldsymbol{P}_L$ es la parte lineal de la polarización del dipolo eléctrico que gobierna a los efectos ópticos lineales, esto corresponde al régimen donde las propiedades ópticas del medio son independientes de la intensidad del medio y $\boldsymbol{P}_{nl}$ es la parte no lineal de esta polarización.

El desplazamiento electrico o densidad de flujo eléctrico en presencia de un dieléctrico está dado por:

$$\boldsymbol{D} = \epsilon_0\, \boldsymbol{E} + \boldsymbol{P} = \epsilon_0(1+\chi^{(1)})\, \boldsymbol{E} = \epsilon_0 \epsilon \boldsymbol{E},$$

donde $\epsilon = 1 + \chi^{(1)}$ es la constante dieléctrica relativa, ϵ es el cuadrado del índice de refracción real, $n = \sqrt{1+\chi^{(1)}}$.

La polarización lineal de un sistema material depende linealmente de la intensidad del campo eléctrico $\boldsymbol{E}$ inducido y está dado por:

$$\boldsymbol{P}_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} \boldsymbol{E}, \tag{2.11}$$

donde $\chi^{(1)}$ es la cantidad de proporcionalidad entre la polarización y el campo eléctrico conocida como la susceptibilidad lineal cuya parte real relaciona el índice de refracción del medio y su parte imaginaria describe la absorción del sistema y ϵ_0 la permitividad del vacío.

En el régimen no lineal, la respuesta de un sistema material puede ser descrita como una serie de potencia, en términos del campo eléctrico aplicado como:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{P}(t) &= [\epsilon_0 \chi^{(1)}\, \boldsymbol{E} + \epsilon_0 \chi^{(2)} \boldsymbol{E}^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)} \boldsymbol{E}^3 + ...] \\ &= \boldsymbol{P}^{(1)}(t) + \boldsymbol{P}^{(2)}(t) + \boldsymbol{P}^{(3)}(t) + ... \end{aligned}$$

Las cantidades $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$ son conocidas como las susceptibilidades no lineales de segundo y tercer orden respectivamente. Los términos $\boldsymbol{P}^{(2)}(t)$ y $\boldsymbol{P}^{(3)}(t)$ son las polarizaciones no lineales de segundo y tercer orden, la polarización contiene términos no lineales en el campo eléctrico.

La potencia que se tenga en el campo eléctrico define el orden de la no linealidad y como se describe más adelante, estas polarizaciones producen diferentes efectos, en consecuencia, los fenómenos no lineales son observables sólo si el campo eléctrico que se utiliza para perturbar el medio material es del orden del campo que mantiene a los electrones ligados a los átomos.

2.4 Efectos no lineales

2.4.1 Efectos no lineales de segundo orden

En los procesos no lineales de segundo orden, la polarización es proporcional al cuadrado del campo óptico y su suceptibilidad de segundo orden $\chi^{(2)}$ gobierna muchos efectos ópticos no lineales, como la generación de segundo armónico *(Second harmonic generation, SHG)* la rectificación óptica *(Optical Rectification, OR)*, generación de suma de frecuencias *(Sum frequency Generation, SFG)*, generación de diferencia de frecuencias *(Difference Frequency Generation, DFG)* , entre muchos otros.

2.4.2 Efectos no lineales de tercer orden

En los procesos no lineales de tercer orden, la polarización es proporcional al cubo del campo y es el responsable de la generación del tercer armónico *(Third harmonic generation, THG)*, el efecto óptico Kerr, o la automodulación de fase *(Self-phase modulation, SPM)*, la modulación de fase cruzada *(Cross-phase modulation, XPM)*, Mezcla de cuatro ondas *(Four-wave mixing, FWM)*, y el efecto que gobierna en este trabajo de investigación; la SA.

2.4.3 Absorción saturable

Un SA es un material en el cual la transmitancia incrementa con el incremento de la intensidad [53].

Para un SA, el coeficiente de absorción en función de la intensidad está dado por:

$$\alpha(I) = \alpha_0 + \beta I, \tag{2.12}$$

donde α_0 es el coeficiente de absorción lineal, I es la intensidad aplicada al material y β es el coeficiente de absorción no lineal.

Cuando la intensidad de la luz es mínima, β es demasiado pequeña que tiende a cero y $\alpha(I)$ se aproxima al valor de α_0. Cuando la intensidad alcanza cierto valor para activar la no linealidad del material y se va aumentando ésta, $\alpha(I)$ cambia según el valor que va tomando βI. Dependiendo del signo de β, la transmitancia medida irá aumentando o disminuyendo conforme la intensidad aumente; para β negativas, se presenta SA, mientras que para β positivas se presenta RSA.

Cuando la intensidad es lo suficientemente grande, el coeficiente de absorción se comporta como [**?**]:

$$\beta(I) = \frac{\beta_0}{1 + \frac{I}{I_{sat}}}, \tag{2.13}$$

donde I_{sat} es la intensidad saturada y se define como la intensidad cuando la transmisión aumenta el 50% de la transmisión total.

La curva de transmisión puede ser expresada con la ley de Lambert- Beer:

$$T = \exp(-\alpha(I)L), \tag{2.14}$$

donde $\alpha(I)$ es el coeficiente de absorción total del medio y L es el espesor de las nanoesferas de Zn fotodepositadas sobre el núcleo de la fibra óptica.

De la Ecuación 2.14 y la ecuación 2.12 tenemos

$$T = \exp(-\left(\alpha_0 + \beta I\right) L). \tag{2.15}$$

Combinando las ecuaciones 2.15 y 2.13 se obtiene:

$$T = \exp\left[-\left[\alpha_0 + \frac{\beta_0 I}{1 + \frac{I}{I_{sat}}}\right] L\right], \tag{2.16}$$

despejando β_0 de 2.16 se obtiene la ecuación :

$$\beta_0 = -\left[\frac{\left(\ln\left(T\right) + \alpha_0 L\right)\left(1 + \frac{I_0}{I_{sat}}\right)}{I_0 L}\right], \tag{2.17}$$

Las principales aplicaciones de los absorbedores saturables son de amarre de modos pasivo y Q switching en láseres, es decir, la generación de pulsos cortos; sin embargo, también son útiles para fines de filtrado no lineal fuera de resonadores de láser, *p. ej.* para limpiar las formas de pulso, y en el procesamiento de la señal óptica [50].

En este trabajo se toma como la parte imaginaria de la susceptibilidad no lineal de tercer orden para el Zn como:

$$\mathrm{Im}(\chi^{(3)}) = \frac{\lambda \epsilon_0 n^2 c \beta_0}{4\pi}, \tag{2.18}$$

donde λ es la longitud de onda de la señal entrante igual a *1550 nm*, n es el índice de refracción del Zn[2], β_0 es coeficiente de absorción no lineal descrito anteriormente, y c es la velocidad de la luz.

2.5 Parámetros de medición de la luz.

Anteriormente se ha descrito la teoría de las propiedades de la luz. Experimentalmente la radiación láser se puede describir por su intensidad I, su potencia P, en el caso de los láseres pulsados por su energía del pulso E y su tasa de repetición. Estas propiedades representan un cierto número de fotones por intervalo de tiempo o por intervalo de pulso [47, 51].

La potencia es la velocidad de variación del flujo de energía o bien, la energía por unidad de tiempo, sin embargo en ciertas áreas, como en la de los láseres pulsados, se manejan dos tipos de potencia; la potencia promedio y la potencia pico.

Los medidores de potencia óptica miden durante un promedio mucho más largo que el ancho del pulso, como se puede apreciar en la Figura 2.4. Y es así que la potencia medida por estos sobre tal periodo es referida como potencia promedio. La potencia promedio se puede definir como energía E en un periodo completo T:

$$P_{prom} = \frac{E}{T} = Ef, \tag{2.19}$$

mientras que la potencia pico es el flujo de energía E en cada pulso con duración Δt:

$$P_{pico} = \frac{E}{\Delta t}, \tag{2.20}$$

[2] En este trabajo se usa el índice de refracción del Zn igual a 2. El índice de refracción se obtuvo usando los datos experimentales reportados por H. Amekura *et al.* [54], donde grafican el índice de refración real n en función de la energía E aplicada a nanopartículas de Zn.

se asume que la energía contenida en cada pulso es constante. Combinando la ecuación 2.19 y 2.20 se tiene:

$$P_{pico}\Delta t = \frac{P_{prom}}{f}, \tag{2.21}$$

reordenando se tiene:

$$P_{pico} = \frac{P_{prom}}{(\Delta t)\,(f)}. \tag{2.22}$$

La ecuación 2.22 es una relación usada en este trabajo para calcular la potencia de los pulsos del amplificador de alta ganancia usando los paramentros experimentales.

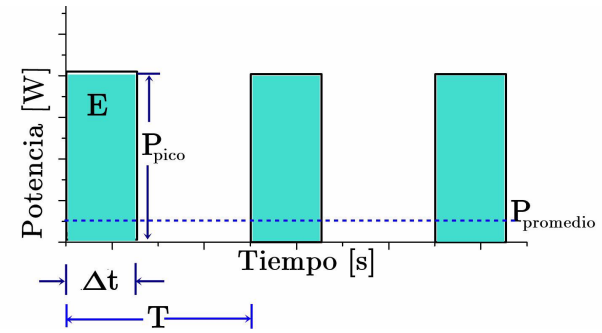

Figura 2.4. Representación gráfica de la potencia promedio y potencia pico.

La transmisión de la luz en un sistema se puede expresar de la siguiente manera:

$$T = \frac{P_o}{P_i}, \tag{2.23}$$

donde P_i es la potencia de entrada del sistema o potencia inicial, mientras que P_o es la potencia final o potencia de salida. Dentro de las comunicaciones ópticas, la ganancia de una señal óptica es la diferenicia entre ambas potencias en unidades logarítmicas descrito con la siguiente ecuación:

$$\text{Ganancia en decibeles} = 10\log\left(\frac{P_o}{P_i}\right) dB. \tag{2.24}$$

Cuando la diferencia entre estas potencias da un resultado negativo, se dice que es una atenuación.

En este trabajo la potencia de salida es la potencia que emite el láser con nanoesferas de Zn, mientras que la potencia de entrada es la potencia del mismo láser sin nanoesferas depositadas en su núcleo.

Otro parámetro importante de la luz a medir es la irradiancia o la intensidad. La intensidad de la luz describe la potencia incidente por unidad de superficie y se representa con la siguiente relación:

$$I = \frac{P}{A}, \tag{2.25}$$

medidos en W/cm^2. Para la luz pulsada, P representa la potencia pico del pulso, A es el área donde se propaga el haz. En este trabajo se toma el área del núcleo de una SMF igual a $785 \times 10^{-9}\, cm^2$, debido a que el amplificador óptico usa SMF, cuyo diámetro del núcleo es aproximadamente de 9 μm.

Capítulo 3

Desarrollo experimental

En este capítulo se pormenoriza el desarrollo experimental del trabajo. Se presentan las descripciones de los sistemas que componen este trabajo de investigación, así como de los materiales ópticos y electrónicos usados en todo el proceso. Las diferentes caracterizaciones realizadas *ídem*.

3.1 Fotodeposición de nanomateriales sobre una fibra óptica

La fotodeposición es el proceso para depositar selectivamente nanoestructuras sobre la cara de una fibra óptica usando radiación coherente. La técnica de fotodeposición de las nanoesferas de *Zn* sobre el núcleo de una fibra óptica está basada en el trabajo reportado por J. G. Ortega-Mendoza *et al.* [66]. Básicamente esta técnica requiere de una fuente de radiación coherente y una solución donde las nanopartículas estén suspendidas, *p. ej.* en alcohol isopropílico.

Se empleó un láser semiconductor infrarrojo estabilizado por temperatura con salida de *SMF* (*modelo FPL1009PXL de Thorlabs*) que emitie una longitud de onda igual a *1550 nm* y el medidor de potencia (*modelo PM100D de Thorlabs*) para monitorear la potencia de salida. Se preparó[3] la terminal de la fibra del láser y se programó su controlador para que emitiera a una determinada potencia; a esta potencia se le nombró "Potencia inicial", pues es la potencia que inicialmente emite el láser antes de sumergir su terminal de fibra óptica en la solución de nanopartículas. Una vez que se sumergió la salida del láser en la solución por unos segundos a una profundidad

[3] La preparación de una fibra óptica consiste en quitar el recubrimiento plástico de la terminal de la fibra, limpiarla con alcohol isopropilico para quitar cualquier residuo del plástico y cortarla uniformemente con una cortadora de fibra óptica. Este proceso se mencionará a menudo en las secciones posteriores.

aproximada de *2 cm* (ver Figura 3.1), se retiró de la solución y se midió la potencia que emitía. A esta nueva potencia se le nombró "Potencia final" por ser la potencia que emite el láser después de haberle depositado nanopartículas a su terminal.Usando estas potencias en la ecuación 2.23, se obtiene transmisión. Se repitió el proceso de sumergir y medir la potencia de salida hasta conseguir la transmisión deseada.

Una vez teniendo la transmisión deseada, se apaga el equipo y se cortan aproximadamente 10 *cm* de fibra óptica del láser, a partír de donde se realizó la fotodeposición y se guarda como muestra para posteriormente ser empalmada en la terminal del amplificador de alta ganancia y estudiar sus propiedades no lineales.

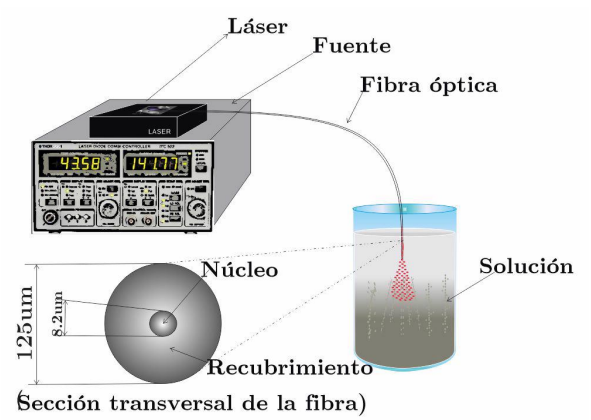

Figura 3.1. Arreglo experimental del procesos de fotodeposición de las nanoparticulas de Zn sobre el núcleo de una fibra óptica.

Se realizaron 5 fotodeposiciones de nanoesferas de *Zn* a diferentes potencias, procurando que todas tuvieran una transmisión de 3 *dB*. En la tabla 2.1 se presentan los valores obtenidos de cada tramo de fibra óptica con las muestras.

La muestra 1 corresponde a una tramo de fibra óptica pasada por el proceso de fotodeposición con una potencia inicial emitida por el láser de *10 mW* y después de haber pasado por tal proceso, el medidor de potencia marcó una potencia de *4 mW* en la salida del láser. Para la muestra 2, el láser emitió inicialmente una potencia de *20 mW*; después del proceso de fotodeposición se logró medir una potencia de *10*

mW. La muestra 3 obtuvo una potencia final de *15 mW* y una potencia inicial de *30 mW*. A la muestra 4 le corresponde una potencia inicial de *40 mW* y una potencia final de *20 mW*. Finalmente a la muestra 5 le corresponde una potencia inicial de *50 mW* y una potencia final de *26 mW*. Como se puede notar, todas presentan una transmisión muy cercana a los 3 *dB* o al 50% de la transmisión total.

Tabla 2.1: Fotodeposiciones realizadas a diferentes potencias en *SMF*.

# Muestra	Potencia inicial [mW]	Potencia final [mW]
1	10	4
2	20	10
3	30	15
4	40	20
5	50	26

3.2 Amplificador de alta ganancia

En esta sección se lleva a cabo la descripción del amplificador óptico de alta ganancia, así como la descripción de cada uno de los componentes, tanto ópticos como electrónicos. Posteriormente se explica la caracterización de cada uno de los láseres usados en la creación del pulso amplificado con el fin de conocer qué parámetros del pulso son mejores para el estudio de la no linealidad tales como: potencia, ancho del pulso, frecuencia, temperatura, bombeo, entre otros.

3.2.1 Descripción del amplificador

El amplificador de fibra dopada con erbio *(EDFA, por sus siglas en inglés)* es muy importante para el análisis no lineal de los materiales nanoestructurados; ya que con las intensidades que se logran alcanzar es posible observar las características no lineales del material estudiado.

Un *EDFA* es un dispositivo que amplifica una señal óptica directamente y opera de forma similar a un láser, pero sin retroalimentación y cuyos portadores excitados amplifican la señal. El principio básico de la amplificación es la emisión estimulada

a través del sistema de bombeo que se encarga de provocar la inversión de población [56]. Está compuesto básicamente por una señal incidente modulada en frecuencia y ancho de pulso; una fuente de bombeo y fibra óptica dopada con alguna tierra rara, responsable de amplificar la señal de entrada; todo empalmado a un multiplexor por división de longitud de onda (WDM).

El diseño del *EDFA* usado fue implementado por P. Zaca-Morán *et al.* en el 2013 [57]. Consiste básicamente en dos etapas de amplificación en configuración reflectiva a una longitud de onda de *1550 nm* y con salida de potencia ajustable. El arreglo es mostrado en la Figura 3.2.

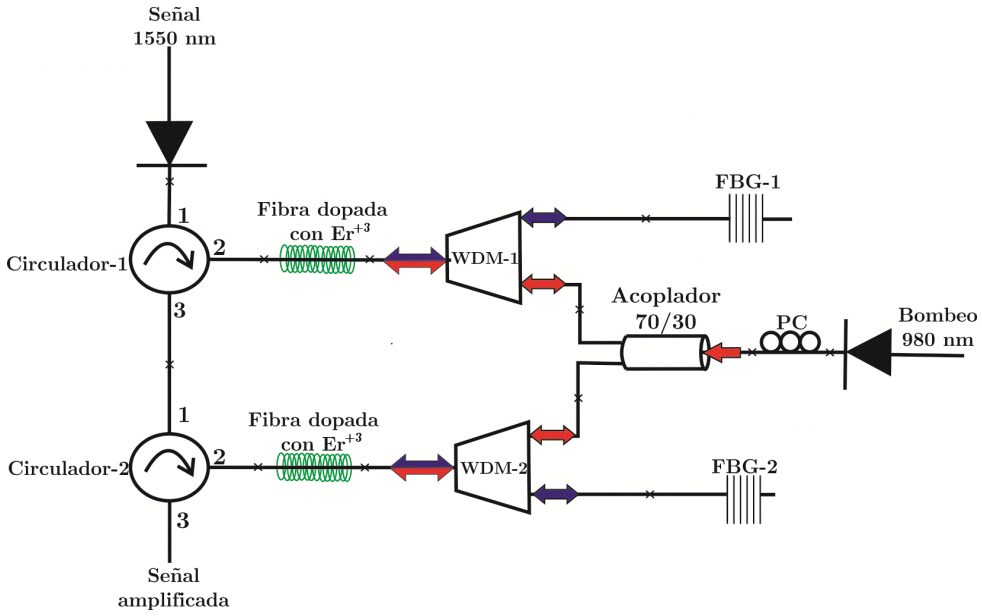

Figura 3.2. Arreglo experimental del amplificador pulsado de alta ganancia.

La primera etapa de amplificación consiste de un circulador óptico de tres puertos *(modelo 6015-3 de Thorlabs)*, fibra dopada con erbio en una proporción de 1000 *ppm*, un WDM *(modelo WD202A de Thorlabs)* y una rejilla de Bragg (*modelo FOSS2CX6166 de Avensys)*. En el puerto 1 del circulador se encuentra conectado el láser de retroalimentación distribuida, *(modelo DFB DL-5335-VXS de Optoway)*; adicionalmente tiene conectado el generador de pulsos *(modelo 6040 de BNC)* que

proporciona el mecanismo pulsado con la frecuencia y ancho requerido. En el puerto dos está conectada la fibra óptica dopada con erbio y en seguida de ésta el WDM. El WDM tiene conectado, además de la fibra dopada, un FBG y un acoplador 70/30 *(modelo CWD07080917 de Thorlabs)* de donde se le administra el 70% del bombeo para la primera etapa de amplificación. Finalmente, el puerto tres del circulador, está empalmado al puerto 1 de otro circulador óptico que conecta a la segunda etapa del amplificador.

La segunda etapa de amplificación tiene configuración y elementos similares a la primera. El puerto 1 del segundo circulador está conectado al puerto 3 del primer circulador. En el pueto 2 igualmente está conectado otro tramo de fibra dopada con erbio y enseguida otro WDM. Desde este WDM se le administra el 30% restante del bombeo y también conectado a una segunda FBG. La salida del amplificador se encuentra en el puerto tres del circulador óptico de la segunda etapa. Con este amplificador de dos módulos es posible tener hasta cuatro etapas de amplificación.

3.2.2 Descripción de los componentes ópticos

Circulador óptico

Un circulador óptico es un dispositivo de tres puertos que transmite la señal del láser en una sola dirección desde un puerto hacia el siguiente. Un circulador está basado en un aislador óptico.

La señal que entra al puerto 1 saldrá en el puerto 2 con una pérdida mínima, así como la señal que entra en el puerto 2 saldrá al puerto 3 con pérdida mínima. La señal óptica que entra en el puerto 2 experimenta una gran pérdida por retorno hacia el puerto 1, y así mismo, la luz que entra por el puerto 3 experimenta pérdida por retorno hacia los puertos 1 y 2.

Los circuladores ópticos son dispositivos no recíprocos; esto significa que cualquier cambio en las propiedades de la luz causada por el paso a través del dispositivo no se revierte viajando en la dirección opuesta [58].

Figura 3.3. Circulador óptico: imagen del circulador óptico modelo 6015-3 de Thorlabs

Los circuladores ópticos *modelo 6015-3 de Thorlabs* (Figura 3.3), usados en el amplificador de alta ganancia, operan con una longitud de onda de un rango entre *1525* y *1610 nm*. Presentan una perdidas por inserción típica de *0.8 dB* y una máxima de *1 dB*, una perdida por retorno mayor a *50 dB*. La potencia máxima que soportan es de *500 mW*.

Fibra dopada con erbio

La fibra dopada con erbio es el medio activo del amplificador de alta ganacia; es el material adecuado para amplificar una señal ubicada en la tercera ventana de las comunicaciones ópticas [59].

El erbio (Er, *por sus siglas en inglés*) es un elemento químico perteneciente al grupo de metales de tierras raras. La fibra dopada con erbio es una *SMF* o multimodo de silicio que es contaminada con iones de erbio Er^{3+} al momento de su fabricación. Una fibra de este estilo requiere una longitud de bombeo de *980* ó *1480 nm* y emite en un rango de *1530-1610 nm*, como se observa en la imagen 3.4.

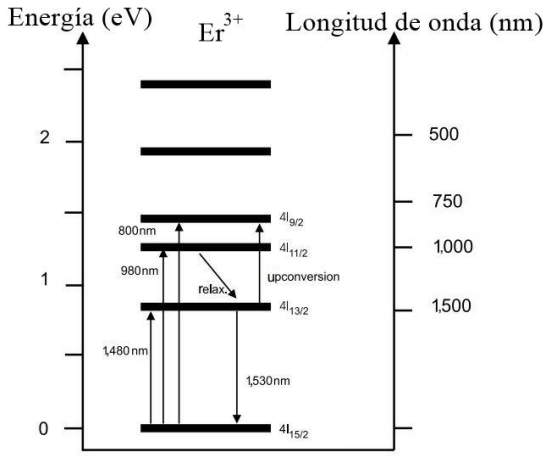

Figura 3.4. Diagrama de las transiciones más importantes del nivel de energía de la fibra dopada con Er^{3+}.

En este amplificador de alta ganancia se usan 2 secciones de fibra dopada de *10 m* cada una; como se muestra en la Figura 3.5 *modelo M12-980-125 de Thorlabs.* El modelo usado tiene un dopaje en una proporción de *1000 ppm*, una frecuencia de emisión en la banda L de las comunicaciones ópticas (frecuencias entre *1.5 a 2.7 GHz*) y una absorción de *12 dB/m* en *980 nm.*

Controlador de polarización

Un polarizador de fibra óptica es un dispositivo que crea pérdidas de forma selectiva por uno de dos estados ortogonales de polarización.

Estos controladores de polarización usan la birrefringencia inducida por el estrés de la fibra óptica introducida entre las placas de ondas independientes para alterar la polarización de la luz transmitida en fibra monomodo.

Un determinado estado de polarización puede ser cambiado a algún otro estado del mismo grado de polarización mediante la inserción de una placa retardadora (placa birrefringente). Las placas más comunes son placas de media onda (placa $\lambda/2$) con un retraso de media longitud de onda que permiten, *p. ej.* girar el plano de polarización

Figura 3.5. Imagen de un tramo fibra óptica dopada con erbio exitada

de un haz de luz polarizada linealmente por cualquier ángulo y una placa de un cuarto de longitud de onda (placa $\lambda/4$) puede transformar, *p. ej.* polarización lineal en polarización circular [60].

Figura 3.6. Controlador de polarización utilizado en el amplificador.

En este trabajo se usa un controlador de polarización *modelo FPC560 de Thorlabs*, como se puede ver en la Figura 3.6, en la salida de la señal del láser *DFB* para ajustar la polarización y así obtener la mayor ganancia posible en la salida del amplificador óptico.

Multiplexor por división de longitud de onda

Un WDM es un dispositivo que combina o separa varias señales ópticas de diferentes longitudes de onda que se transmiten en una sola fibra óptica y se separan en la salida del multiplexor. De esta manera, las capacidades de transmisión de los enlaces de fibra óptica se pueden aumentar fuertemente, por lo que el uso más eficiente se hace no sólo de las propias fibras, sino también de los componentes activos tales como los amplificadores de fibra [61].

Un WDM consiste en dos o más entradas de fibra, cada una lleva señales a diferentes longitudes de onda, permitiendo que en un $EDFA$, existan configuraciones de bombeo en la misma dirección y dirección opuesta como vemos en la Figura 3.7. Opera de forma similar a un acoplador, con la única diferencia de que estos dispositivos dependen de la longitud de onda.

Figura 3.7. Imagen física y simbólica del WDM *modelo* $WD202A$

En el amplificador óptico se usan dos WDM iguales; una para la señal de bombeo y otra para la señal que se va a amplificar.

El WDM es de la *marca Thorlabs, modelo* $WD202A$. Este dispositivo separa o combina la *980 nm* y *1550 nm* y tiene un ancho de banda de $\pm$*10 nm*

Acoplador

Los acopladores son componentes pasivos bidireccionales que operan en el dominio óptico, se emplean para ramificar o combinar señales ópticas, es decir, se usan en la distribución y combinación de señales en una sola fibra.

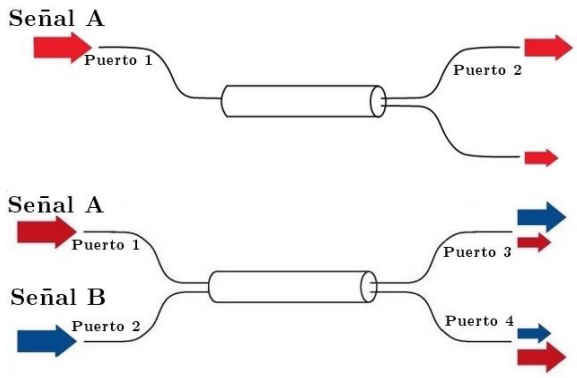

Figura 3.8. Configuraciones comunes de acopladores. a) configuración de acopldor 2×1, b) configuración acoplador 2×2

La proporción de la potencia de entrada respecto a cada salida se denomina la relación de división o relación de acoplamiento. En un acoplador *2×1*, la señal de entrada se puede dividir entre las dos salidas, en cualquier proporción deseada. En la práctica sin embargo, las más comunes son *90:10* y *50:50*. Estos también se escriben como *9:1* y *1:1*.

Un acoplador con una sola fibra en un extremo y dos en el otro extremo se le conoce como un acoplador de *2*×1; aunque *2×1* y *2×2* son los tamaños más comunes que se pueden obtener en una amplia gama de tipos de hasta *32×32* y se pueden interconectar para obtener tamaños no estándar. En la Figura 3.8 vemos ejemplos más comunes [62].

En este trabajo se utilizó un acoplador *modelo CWD07080917 de Thorlabs*, con una razón de acoplamiento 70/30, utilizado en el amplificador de alta ganancia, el cual es utilizado para introducir la señal de bombeo a ambas etapas de amplificación.

Rejilla de Bragg

Una FBG es un arreglo de placas o películas ordenadas periódicamente con dos índices de refracción diferentes, un índice de refracción alto ($\sim$ 1.4563) y otro bajo ($\sim$ 1.456) y actúa como una estructura de reflexión múltiple, esto quiere decir que

reflejan y transmiten selectivamente ciertas longitudes de onda, todo dependiendo del periodo de los patrones de la rejilla o el patrón fundamental. El periodo fundamental es $\Lambda \sim \lambda/2n_f$ donde n_f es el índice de refracción de la fibra óptica; $\lambda \equiv \lambda_B$ es la longitud de onda con máxima reflecividad, conocida como longitud de onda de Bragg, la cual es la longitud de onda reflejada [63]. En la Figura 3.9 se muestra el esquema de una FBG. El arreglo periódico se forma en el núcleo de una fibra óptica generalmente monomodo; aquí se contienen las moléculas activantes, causantes de la formación de las FBG. Las dos FBG *modelo FOSS2CX6166 de Avensys* que son

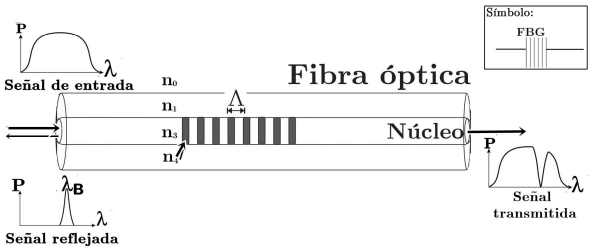

Figura 3.9. Diagrama básico de una rejilla de Bragg y su funcionamiento interno

usadas en este trabajo tienen una longitud de onda central de *1550 nm* con un ancho de banda de *0.21 nm* y con diferente reflectividad; una con el 96% y la otra con 97%, respectivamente.

Diodo láser de bombeo

Tanto los amplificadores ópticos como los láseres requieren de un bombeo. La fibra óptica necesita un bombeo óptico igual a una de las bandas de absorción del ion Er^{3+} (*980* ó *1480 nm*). Para este caso se usa el LD de onda continua (*modelo PL980P330J de Thorlabs)* con salida de *SMF* (ver Figura 3.10). Este láser emite típicamente a una longitud de onda de *975 nm*, tiene una potencia de salida máxima de *330 mW*, opera en un rango de corriente *600-720 mA* teniendo una corriente umbral típica de *75 mA*.

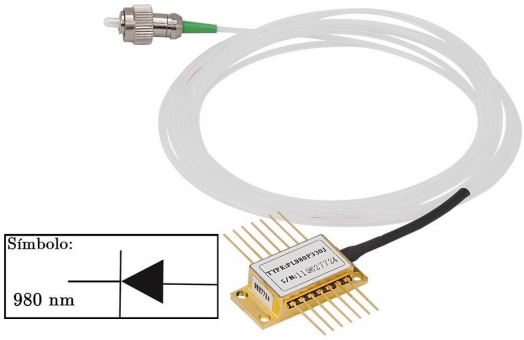

Figura 3.10. Diodo laser de bombeo modelo PL980P330J.

Para obtener las características necesarias en el bombeo, se cuentan con el controlador de corriente y temperatura. Este controlador suministra la potencia necesaria al láser de bombeo y mantienen estabilizado en temperatura al dispositivo.

Láser DFB

El láser *DFB* es uno de los *LD* más importantes utilizados en el campo de los láseres de fibra. Este tipo de láser se utiliza frecuentemente como la señal a amplificar en los amplificadores de alta potencia.

Este sistema óptico consta de un medio activo en el que una variación de espesor periódica se produce en una de las capas de revestimiento que forman parte de la heteroestructura [64].

Para estabilizar la longitud de onda de emisión láser, una rejilla de difracción es grabada cerca de la unión *pn* del diodo. Esta rejilla actúa como un filtro óptico, produciendo una única longitud de onda que se realimentará en la región de ganancia; por lo tanto, afecta a los parámetros espectrales de láser.

En un láser *DFB* todo el resonador consiste en una estructura periódica, que actúa como un reflector distribuido en el rango de longitud de onda de la acción del láser y contiene un medio de ganancia. Típicamente, la estructura periódica se realiza con un desplazamiento de fase en su medio. Esta estructura es esencialmente la unión

directa de dos FBG con ganancia óptica dentro de las rejillas. Cada rejilla refleja un poco de luz. La reflexión sólo es significativa en la longitud de onda donde las ondas reflejadas se suman constructivamente, mientras que en el resto de longitudes de onda que estarán fuera de fase se suman destructivamente.

El láser *DFB* tiene una longitud de onda constante que se establece durante la fabricación por el paso de la rejilla; sólo se puede ajustar ligeramente con la temperatura o por corriente. Operan en un modo longitudinal único con una anchura de línea espectral de menos de *1 MHz* y son muy sensibles a la realimentación óptica; Por lo tanto, normalmente se fabrican con un aislador óptico entre el chip semiconductor y la fibra, donde se acopla el láser [65].

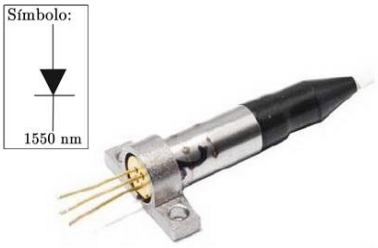

Figura 3.11. Diodo láser *DFB DL-5335-VXS* d

El láser utilizado es el *modelo DFB DL-5335-VXS de Optoway* (Figura 3.11) que emite a una longitud central igual a *1550 nm*, tiene una corriente umbral típica de *10 mA* con una potencia de salida entre *2* y *3 mW* y opera con temperaturas entre *0* a *70°C*. El láser se puede conectar a una montura y utilizar controladores electrónicos de corriente y temperatura para estabilizar la señal.

3.2.3 Componentes electrónicos utilizados en el amplificador

• Controlador corriente

El controlador de corriente *LDC 500 láser diode controller de Thorlabs*, es un controlador muy preciso y fácil de usar para cualquier LD o led en general. Cuando se utiliza este controlador junto al controlador de temperatura la salida óptica del láser es regulada de forma muy precisa y con esto el LD en operación trabajará como un transmisor óptico estable.

El controlador de corriente tiene un rango de *0* hasta $\pm 500\ mA$, resolución de $0.1\ mA$, una impedancia de entra de $10\ K\Omega$ y se conecta a cualquier LD por medio de un $DB9$ hembra (Figura 3.12).

Figura 3.12. Controlador de corriente LDC 500.

•Controlador de temperatura

El controlador de temperatura *TEC 2000 Thermoelectric Temperature Controller de Thorlabs* (Figura 3.13), es un controlador de temperatura de precisión que puede ser usado para cualquier LD y detectores. Cuando es usado el controlador de temperatura con el controlador de corriente $LDC500$ se logra la modulación y estabilización precisa de longitudes de onda y temperaturas en el LD al que se le aplique. El $TEC2000$ soporta una corriente TEC máxima de $2\ A$ cuenta con una salida $DB9$ y al igual que el controlador de corriente.

Figura 3.13. Controlador TEC 2000 Thermoelectric Temperature Controller.

•Montura del láser DFB

La montura *TCLDM9 Temperature Controlled, Laser Diode Mount for 5.6 and 9 mm LD de Thorlabs* (Figura 3.14), está diseñada para controlar la temperatura y corriente de diodos láseres de 3 y 4 pines, siendo compatible con el láser *DFB*. Cuenta con interface $DB9$ para controladores de corriente y temperatura externos.El enfriador TE integrado, permite un funcionamiento con el control de temperatura del LD y la montura soporta hasta *5 A* de corriente, *4 V* de voltaje, una potencia máxima de *20 W*, tiene un rango típico de temperatura es de *0* a *70° C*. El $TCLDM9$ incluye una entrada de RF para la modulación de la frecuencia de láser hasta para *500 MHz*.

Figura 3.14. Montura *TCLDM9 Temperature Controlled*

•Montura del láser de bombeo

La montura *LM14S2, Butterfly Laser Diode Mounts de Thorlabs* (Figura 3.15), está diseñado para su uso con láseres y dispositivos electroópticos de dos puertos en un paquete de mariposa de 14 pines. Soporta corrientes máximas de láser y corrientes TEC de *5 A* cada uno, tiene un termistor como sensor de temperatura y tiene un rango de funcionamiento de *0* a *70° C*, cuenta con una conexión de entrada de *RF*, con la montura se puede modular hasta *500 MHz.*

Figura 3.15. Montura LM14S2, Butterfly Laser Diode Mounts de Thorlabs

•Controlador del láser de bombeo

El controlador dual *modelo ITC5010 de Thorlabs*, es un controlador tanto de corriente como de temperatura, (ver Figura 3.16). El controlador de corriente tiene un rango de operación de *0* a ± *1 A*, teniendo una resolución de medición de *100 μA.* En cuanto al control de potencia, tiene un rango de corriente del monitor desde *5 μA* hasta *2 mA* con precisión de ±1, tiene un limitador de correinte para el *LD* con un margen de ajuste que va desde los *0 mA* hasta más de *1 A* con precisión de ±*2.5 mA*. La salida de correinte *TEC* tiene un rango de control de *-4* hasta *+4 A* con una potencia máxima de salida de *32 W*, no obstante, también tiene un limitador de corriente *TEC* pudiendolo programar desde 0 hasta más de *4 A.*

Figura 3.16. Controlador del laser de bombeo ITC510

•Generador universal de pulsos

El generador de pulsos *modelo 6040 de la compañia BNC* (Figura 3.17) se usa para generar los pulsos ópticos para ser amplificados en potencia por el amplificador de alta ganancia. El generador de pulso programable genera salidas *TTL* con tasas de hasta *100 MHz* con *1 ns* o menos tiempos de subida y una resolución de 1 nanosegundo por ancho de pulso, retardo y tiempo.

Figura 3.17. Generador de pulsos 6040

•Osciloscopio

El osciloscopio *modelo DPO3014 de Tektronix* (ver Figura 3.18) es de la serie *3000* y tiene un ancho de banda de *100 MHz*, cuenta con 4 canales, una memoria de *5 MB*, impedancia de entrada de *1 MΩ*, voltaje de entrada de hasta *450 V,* un tiempo de subida de hasta *3.5 ns*, frecuencia de muestreo de *2.5 GS/s,* entre otras

Figura 3.18. Osciloscopio Tektronix DPO3014

caracteristicas. Principalmente el osciloscopio se utiliza para visualizar el pulso de salida del amplificador óptico y sus características.

•Analizador de espectros ópticos

El analizador de espectros ópticos (OSA, *por sus siglas en inglés*) *modelo MS9740A de Anritsu* es utilizado para visualizar los espectros de emisión del *DFB* y del amplificador óptico. Opera con longitudes de onda que van desde *600* a *1750 nm*, reconoce SMF de *10* μm a *125* μm y es capáz de analizar y transferir los datos directos a la computadora.

•Medidor de potencia y energía óptica

El medidor de potencia y energía óptica *modelo PM100D de Thorlabs*, está diseñado para medir la potencia óptica de la luz láser y otras fuentes de luz monocromáticas, cuasi monocromáticas y la energía de las fuentes de luz pulsada. El medidor de potencia selecciona el rango de medición automáticamente aunque también permite seleccionar un rango de medición manualmente para lograr la mejor resolución del convertidor AD, de acuerdo a la señal a medir. El medidior de potencia permite selecionar la longitud de onda a medir. Todos los rangos de las distintas operaciones dependen del tipo de sensor de la serie "C" de Torlabs. El software proporcionado para LabVIEW facilita la integración del instrumento en los sistemas de medición.

Figura 3.19. Medidor de potencia PM100D de Thorlabs

•Cabezal-sensor de potencia

Este fotodetector de potencia con InGaAs *modelo S145C marca Thorlabs* es un accesorio del medidor de potencia y energía del tipo de "esfera Ulbricht" que permite medir las potencias ópticas.

Una esfera Ulbricht o esfera integradora es una cavidad esférica hueca con un revestimiento reflexivo blanco difuso para una dispersión uniforme que conserva la energía utilizada típicamente para la medición de potencia óptica.

El sensor de potencia abarca una longitud de onda de *800 nm* a *1700 nm*, tiene un rango de operación desde *1* μW, hasta *3 W*, una resolución de *1* nW y una apertura de *12 mm.*

Figura 3.20. Cabezal-sensor de potencia S145C

Caracterizaciones de la generación de la señal

Las siguientes caracterizaciones presentadas corresponden a los láseres usados en el amplificador óptico de alta ganancia; con la finalidad de conocer las características ideales que debe tener la generación de la señal y el pulso de salida, que en conjunto, son los parámetros ideales para el estudio de las propiedades ópticas no lineales de las nanoesferas de *Zn*

3.2.4 Caracterización del láser DFB

El láser *DFB* suministra la señal de entrada a amplificar. La caracterización de este *LD* consistió en 2 partes; la primera para conocer la dependencia de la corriente en función de la temperatura suministrada y la segunda caracterización se realizó para conocer la dependencia de la longitud de onda emitida respecto a la temperatura.

Para realizar la caracterización del láser *DFB*, se necesitó del *LD* (*modelo DFB DL-5335-VXS de OPTOWAY)*, la montura para el diodo *(modelo TCLDM9 de Thorlabs)*, el controlador de corriente para *LD (modelo LDC 500 Thorlabs)*, controlador de temperatura para diodo láser *(modelo TEC 2000 de Thorlabs)*, el medidor de potencia *(modelo PM100D de Thorlabs)*, el sensor *(modelo S145C de Thorlabs)* y el software *PM100D Utility Software*; para visualizar el espectro de emisión es necesario usar el *OSA*.

La primera parte de esta caracterización es conocer los parámetros de la corriente que alimenta al láser *DFB*. Como se mencionó anteriormente en el láser *DFB* se puede controlar la longitud de onda que emite, variando la temperatura. En este trabajo se busca que el *DFB* emita a una longitud de onda igual a *1550 nm* para amplificarla, entonces debemos buscar los parámetros ideales para que se emita de forma precisa esta longitud de onda.

Lo primero que se hizo fue preparar y conectar la terminal del láser DFB en la entrada del *OSA*. Se enciendieron los controladores del láser *DFB* y se fijó una

corriente de *9.8 mA* variando la temperatura cada *5° C*. Se capturaron los datos del *OSA* posteriormente se graficaron para compararlos.

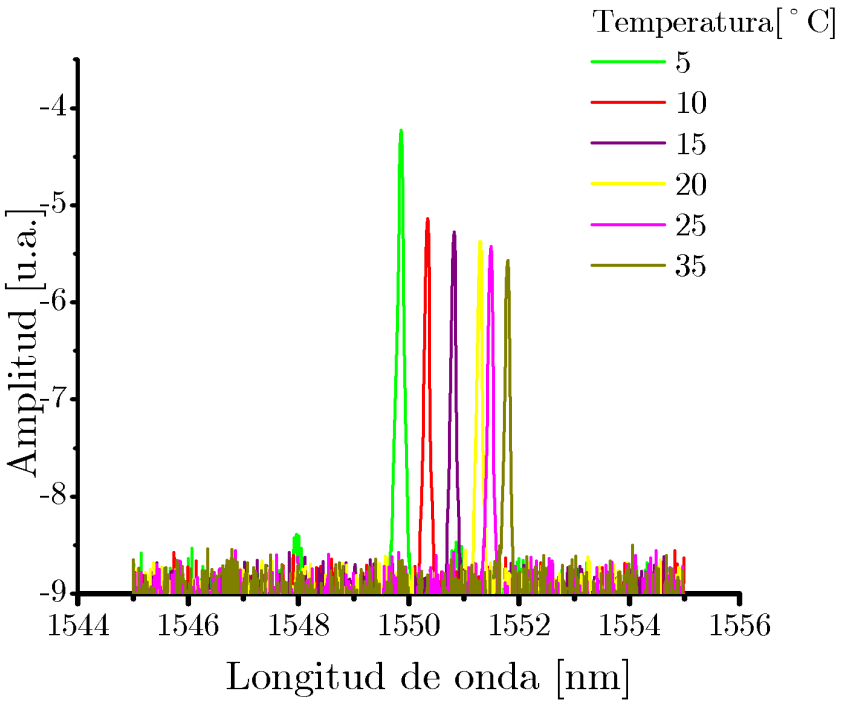

Figura 3.21. Relación de la temperatura suministrada y la longitud de onda que emite el láser DFB.

En la Figura 3.21 se observa la dependencia de la temperatura en función de su longitud de onda. De acuerdo a los resultados obtenidos se puede concluir que para tener una longitud de onda de 1550 *nm* de emisión del láser DFB, es necesario mantener al sistema con una temperatura de 6°*C* debido a que esta es la misma longitud de onda de operación de las regillas de Bragg.

La segunda parte de la caracterización consistió en establecer la corriente umbral para activar la emisión del láser. Para llevar a cabo esta caracterización Lo primero que se debió hacer fue conectar la salida del láser *DFB* en el sensor de potencia y activar el láser con los controladores de corriente y temperatura.

Se realizó la caracterización para 4 diferentes temperaturas: 5, 15, 20, y 25°. Para cada temperatura se varió *1 mA* de corriente en un intervalo de *6* a *15 mA*. Para tomar datos con mayor precisión, se utilizó el software del medidor de potencia como se muestra en la Figura 3.22.

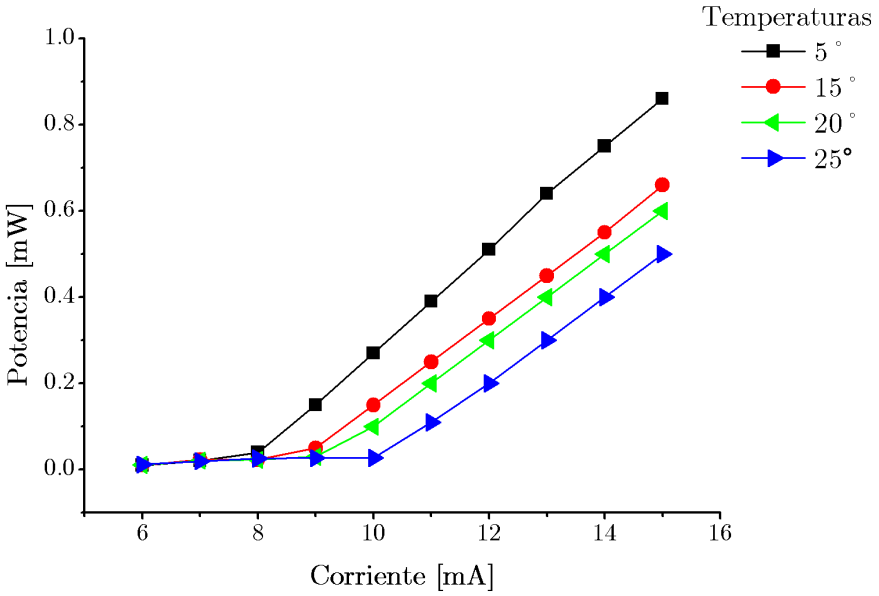

Figura 3.22. Gráfica de la potencia de salida del láser DFB en función de la corriente suministrada, a diferentes temperaturas.

Se puede observar que que para una temperatura de 5° el láser tiene una corriente umbral de 8 *mA* con una potencia de salida máxima de 0.9 *mW,* mientras que para una temperatura de *15°* se tiene una corriente umbral de 10 *mA* y alcanza una potencia de salida máxima de 0.6 *mW*. En general, para temperaturas mayores a 5° la corriente umbral de emisión del láser aumente, sin embargo, su potencia de salida disminuye.

3.2.5 Caracterización del láser de bombeo

El objetivo de esta caracterización es medir la potencia del láser de bombeo variando la corriente del controlador. Este láser proporcionará la energía necesaria que requiere el medio activo de la cavidad amplificadora para pasar de su estado base a un estado excitado y así amplificar la señal.

En esta caracterización se usó *LD* tipo mariposa *(modelo PL980P330J de Thorlabs)*, la montura para el *LD* tipo mariposa *(modelo LM14S2 de Thorlabs)*, el controlador para *LD (modelo ITC502 de Thorlabs).* Para poder registrar la potencia de salida se usó el medidor de potencia, el software del medidor de potencia *y* el sensor para medir potencias.

Se preparó la terminal de fibra óptica del *LD* y se colocó en el sensor conectado al medidor de potencia. Una vez colocada de esa forma, se varió la corriente desde 45 *mA* hasta la corriente máxima soportada por el *LD (400 mA)* y se registraron los datos obtenidos del medidor de potencia por medio de una computadora; obteniendo la gráfica de la Figura 3.23. Se puede observar la dependencia de la potencia de salida en función de la corriente suministrada al láser; existe una proporcionalidad lineal entre la corriente suministrada en *mA* y la potencia de salida en *mW*. Se observa que en los *65 mA* aproximadamente está la corriente umbral; prácticamente la corriente umbral típica para este tipo de *LD*.

3.3 Caracterización morfológica

La caracterización morfológica es obtenida por medio de un microscópio óptico y de un *SEM* para observar la distribución de las nanoesferas de *Zn* sobre el núcleo de la fibra óptica, con el fin de garantizar que las nanoestructuras fotodepositadas están directamente relacionadas con todos los resultados observados en la caracterización no lineal.

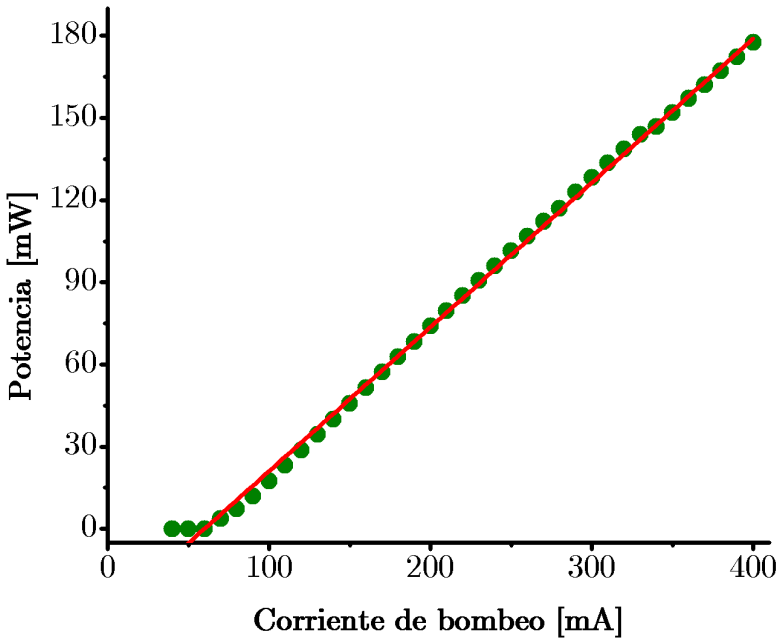

Figura 3.23. Gráfica de la potencia de salida del láser de bombeo en función de la corriente de aplicada.

Un microscopio óptico crea una imagen amplificada de algún objeto que no se podría estudiar a simple vista utilizando dos sistemas de lentes ubicados en el objetivo y en el ocular (en los extremos del microscopio).

El sistema óptico en el objetivo está compuesto por varias lentes que crean la imagen real aumentada del objeto examinado, pero cuando se mira a través del ocular se observa una imagen virtual aumentada de la imagen real, creada por el sistema óptico del ocular.

Un microscopio normalmente posee varias lentes objetivo que pueden proporcionar un aumento bajo (4×), aumento mediano (10×), gran aumento (40×) y hasta 100× que son de inmersión de aceite. La mayoría de los oculares amplían la imagen 10 veces, sin embargo el aumento total de la imagen se calcula mediante la multiplicación del aumento del objetivo por el aumento del ocular, entonces al multiplicar el

aumento del un objetivo específico por el del ocular se observa que el aumento total podría ser de 100× para un aumento mediano, de 400× para un gran aumento y de 1000× con inmersión de aceite [67, 68].

El microscopio óptico empleado en esta caracterización (Zeiss west germany 47 30 28) posee 4 lentes objetivos; un lente de bajo poder 4× (modelo Epiplan-HD 4/0.1 160/-), un lente de mediano aumento 8× (modelo Epiplan-HD 8/0.2 160/-), un lente de alto poder 40× (modelo Epiplan-HD 40/0.85 160/-), y un lente de inmersión en aceite 100×.

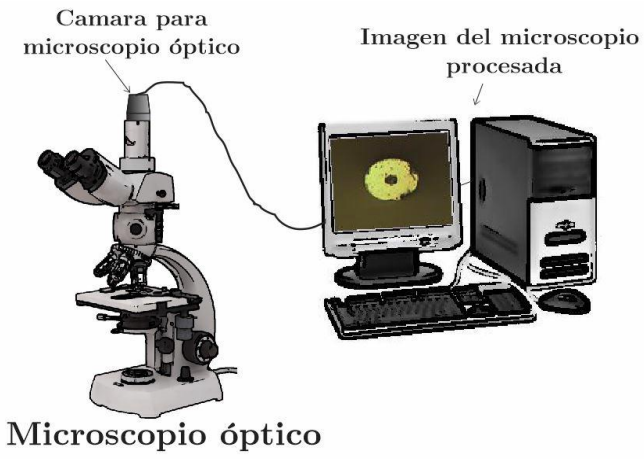

Figura 3.24. Esquema del microscópio óptico empleado para la caracterización morfológica de las nanopartículas de *Zn* depositadas sobre la fibra óptica.

Un SEM se basa en el principio de la microscopía óptica en la que se sustituye el haz de luz por un haz de electrones. En la imagen 3.25 se observa el SEM involucrado en esta caracterización. Este microscopio utiliza un haz enfocado de electrones de alta energía para generar una variedad de señales que forman una imagen de la superficie de la muestra. Las señales que se forman de las interacciones electrón-muestra revelan información acerca de la muestra incluyendo la morfología externa, la estructura cristalina y la orientación de los materiales que componen la muestra.

Los electrones acelerados en un SEM llevan cantidades significativas de energía cinética, y esta energía se disipa en forma de señales cuando los electrones incidentes

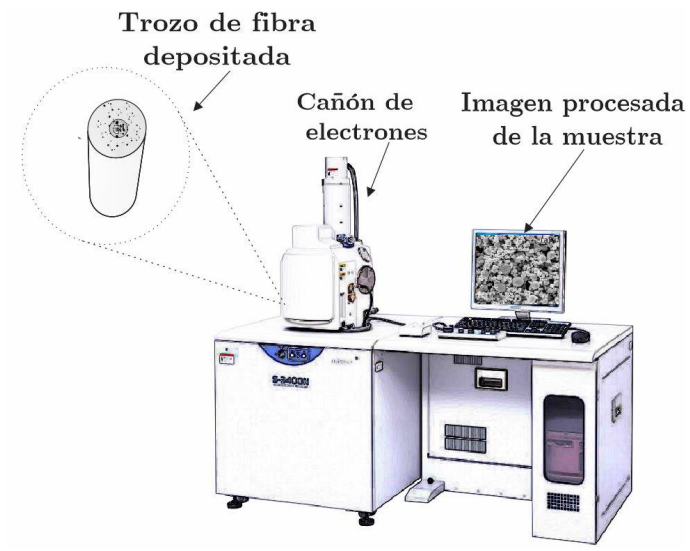

Figura 3.25. Esquema del microscópio electrónico de barrido empleado para la caracterización morfológica de las nanopartículas de Zn depositadas sobre la fibra óptica.

son frenados en la muestra. Estas señales incluyen electrones secundarios (que producen las imagenes), electrones retrodispersados *(BSE)*, entre otros. Los electrones secundarios y electrones retrodispersados se utilizan comúnmente para la formación de la imagen de la muestra. Los electrones secundarios son se encargan de mostrar la morfología y topografía de las muestras, mientras que los electrones retrodispersados son los encargados de ilustrar contrastes en la composición en muestras.

El microscopio de barrido electrónico utilizado es el *modelo TS-5136SB de Vega TESCAN*. Tiene un cañon de electrones de cátodo de tungsteno calentado; posee una resolución en modo de alto vacío para 3 nm a 30 kV y para 8 nm a 3 kV, y una resolución en modo de bajo vacío de 3,5 nm a 30 kV; tiene un aumento de $3x$ a 1,000,000x; tiene un máximo campo de visión de 24 mm a 30 mm; posee una aceleración de voltaje de 200 V a 30 kV. En cuanto a su sistema de vacío, la camara de vacío en el modo de alto vacío tiene una presión menor a $9{\times}10^{-3}Pa$, y en modo de bajo vacío una presión que va de 3 a 500 Pa [69-71].

El SEM es una buena opción para el estudio de la morfología superficial, pues a diferencia de un microscopio óptico que utiliza fotones del espectro visible, la imagen

obtenida por el SEM se genera a partir de la interacción de un haz de electrones que "barre" un área determinada sobre la superficie de la muestra y entonces es mucho más nítida la imagen que lo que puede lograrse con un microscopio óptico.

3.4 Caracterización óptica no lineal

Para llevar a cabo la caracterización no lineal de nanopartículas depositadas sobre el núcleo de fibra se realizaron dos procesos; la técnica de fotodeposición anteriormente descrita, y la caracterización de las nanopartículas con el amplificador de alta ganancia; ya que éste es capaz de alcanzar intensidades suficientemente altas para "activar" las no-linealidades de las nanopartículas fotodepositadas sobre la fibra óptica [75, 76]. En la Figura 3.26 se observa el arreglo utilizado para ésta caracterización.

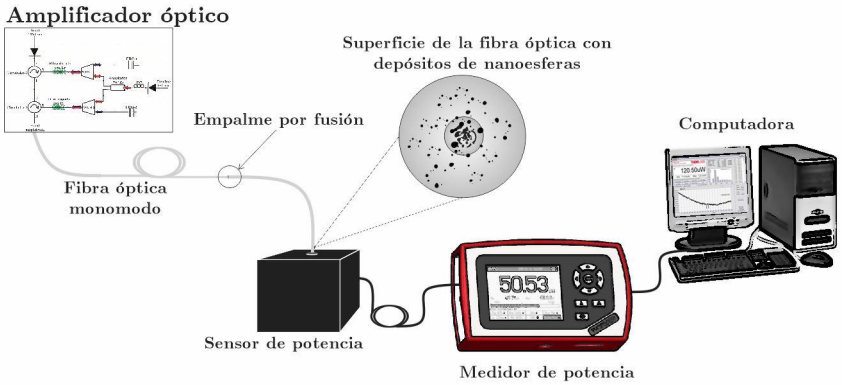

Figura 3.26. Arreglo experimental para la caracterización óptica no lineal de las nanoesferas depositadas sobre la fibra óptica.

Para realizar una caracterización con el amplificador de alta ganancia se debe asegurar que la señal de entrada proporcionada por el láser DFB sea la adecuada; para esto se programan en sus controladores con una temperatura aproximada de $6.92^{o}\ C$ y una corriente de $6.9\ mA$; esto nos asegura que está emitiendo a una longitud de onda central de $1550\ nm$. Por otro lado, se programa el generador de pulsos para que la señal de entrada tenga un ancho temporal de 20 ns y una frecuencia de $4\ kHz$.

Es importante darle tiempo a los controladores para que puedan llegar a los valores marcados y una vez estabilizados hacer las caracterizaciones con el amplificador de alta ganancia.

Una vez depositadas las nanoesferas, se empalmó cada tramo de fibra óptica por fusión con el amplificador de alta ganancia para realizar su caracterización no lineal. Para medir la no linealidad de cada muestra, se programó en el láser de bombeo una corriente de *200 mA* que se fue aumentando cada *10 mA* hasta llegar a los *400 mA*. El medidor de potencia se programó para tomar 50 datos cada *0.5 s* por cada aumento de corriente programada en el láser de bombeo. Para obtener la transmisión, fue necesario hacer el mismo proceso pero con una fibra óptica sin nanoestructuras depositadas, con la finalidad de tener una referencia. Una vez tomados los datos se exportaron a un ordenador para ser procesados.

La interfaz del medidor de potencia crea archivos con extensión *.txt* donde se describe en columnas todos los datos del medidor y del sensor, la hora en que se toman los datos, la potencia registrada y las unidades de las mediciones.

De estos archivos se extrajeron las mediciones realizadas en cada fibra óptica con diferentes fotodeposiciones y de la fibra óptica limpia. Éstos se ordenaron, y se sacó un promedio de todos los 50 datos por cada aumento de corriente del láser de bombeo.

Capítulo 4

Resultados

Como parte de este capítulo se presentan los resultados experimentales de la caracterización del amplificador óptico de alta ganancia, la caracterización morfológica de la fotodeposición de las nanoesferas de *Zn* sobre el núcleo de las fibras ópticas, los resultados de la caracterización no lineal y los parámetros no lineales.

4.1 Caracterización del amplificador óptico

En esta caracterización se midió la potencia pico de salida del amplificador de alta ganancia variando la frecuencia y ancho temporal de la señal de entrada, obteniendo una potencia pico que va desde *3.6 W* hasta *825 W*; con esto es posible controlar la potencia suministrada a las nanopartículas de *Zn*.

Con el software del medidor de potencia se realizaron 10 mediciones con un lapso de 30 *s* entre cada medición, para cada configuración de frecuencia y ancho de pulso. De estas mediciones se obtuvo su promedio y desviación estándar, luego se graficaron junto con los ajustes teóricos generados en el mismo graficador. En la Figura 4.1 se observa el resultado de esta caracterización. El ancho del pulso fue modificado para diferentes frecuencias, la potencia pico de salida se calculó utilizando la ecuación (2.22); *p. ej.* para una frecuencia de *1 kHz* y un ancho temporal de *10 ns*, se observa que el arreglo experimental presenta una potencia pico de *825 W*, la cual es reducida cuando la frecuencia y/o ancho temporal son incrementados (*p. ej.* para *20 kHz* y *100 ns* se alcanza una potencia pico de *3.6 W*).

Respecto a la desviación estándar calculada, es notable observar que disminuye conforme la potencia pico disminuye. La desviación estándar indica una mayor dispersión de datos medidos y eso se traduce en inestabilidad del sistema cuando la potencia pico es muy alta.

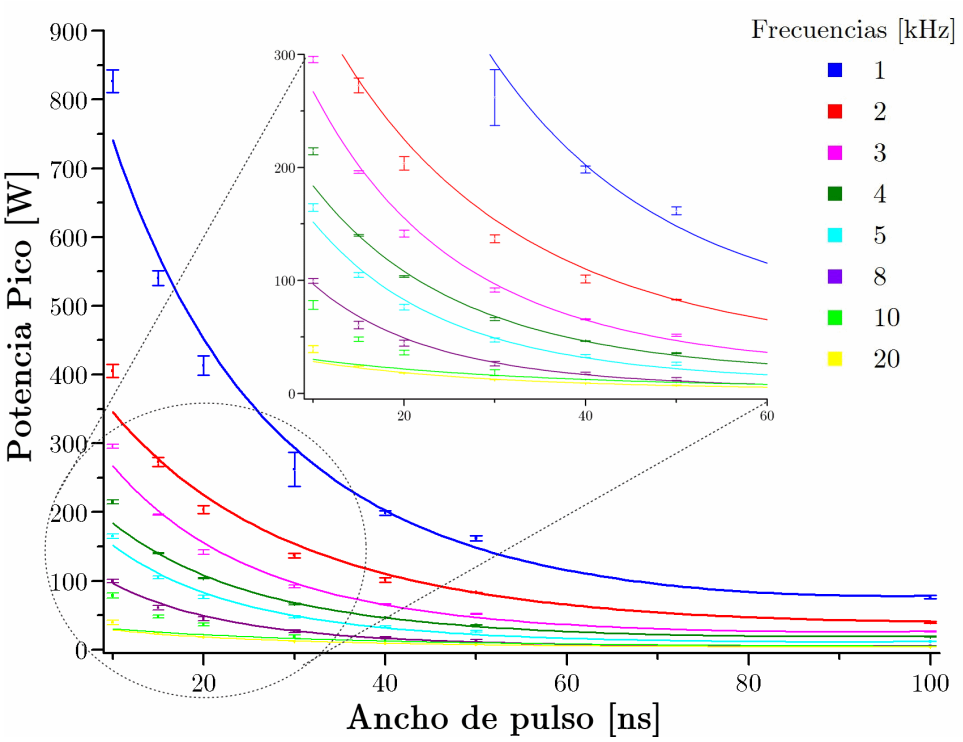

Figura 4.1. Potencia de salida en función del ancho temporal del pulso para diferentes frecuencias con una aproximación de los primeros 300 W de potencia pico.

Como se mencionó en la sección 3.2, un amplificador de alta potencia requiere de una señal a amplificar y es posible modularla con el ancho de pulso; pero es necesario saber cómo afecta el amplificador a la forma de esta señal, debido a que entre más grande es el ancho temporal, menor es la potencia pico lograda por el amplificador.

Usando el osciloscopio se observó la forma del pulso de entrada así como la forma del pulso de salida del amplificador.

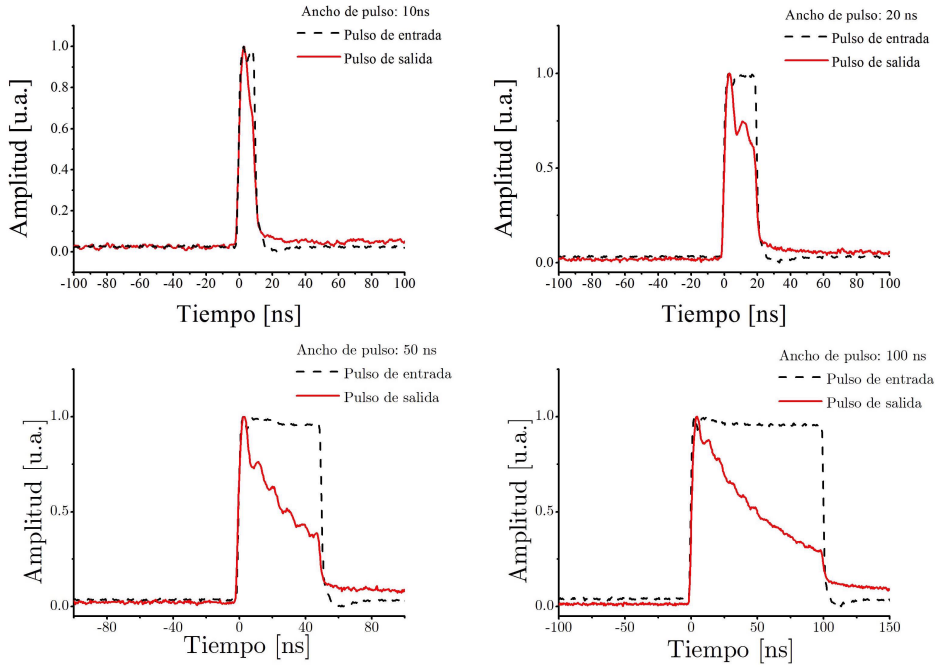

Figura 4.2. Pulsos de entrada (punteado) y salida (rojo) de 15, 20,50 y 100 ns del amplificador de álta ganancia.

En la Figura 4.2 se muestra la forma del pulso de salida respecto al de entrada del amplificador, para anchos temporales de *10, 20, 50, 100 ns*. Se puede observar que el decaimiento de los pulsos de salida de *10 y 20 ns* es menor en comparación al decaimiento de los pulsos de salida de *50 y 100 ns*, es decir, que el decaimiento del pulso de salida es proporcional al ancho de pulso, tal fenómeno es debido a que el amplificador de alta ganancia trabaja en la región de saturación; la intensidad de los pulsos es lo suficientemente alta como para inducir una gran emisión estimulada en el amplificador, y en consecuencia, el bombeo ya no es capaz de mantener una inversión de población para esa intensidad [57].

En este trabajo de tesis se usó la configuración de 4 *kHz* y 20 *ns* pues alcanza 100 *W* de potencia pico, tiene una desviación estándar pequeña comparada con otras configuraciónes y el ancho temporal de salida no presenta un decaimiento

tan grande; todas estas características hacen apropiada esta configuración para estudiar las propiedades no lineales de las nanoesferas de *Zn*.

4.2 Caracterización morfológica

Con el fín de observar la distribución de las nanoesferas sobre el núcleo de la fibra, se realizaron estudios de microscopía óptica y de barrido electrónico a las muestras obtenidas por el proceso de fotodeposición, descrito en la sección 3.1.

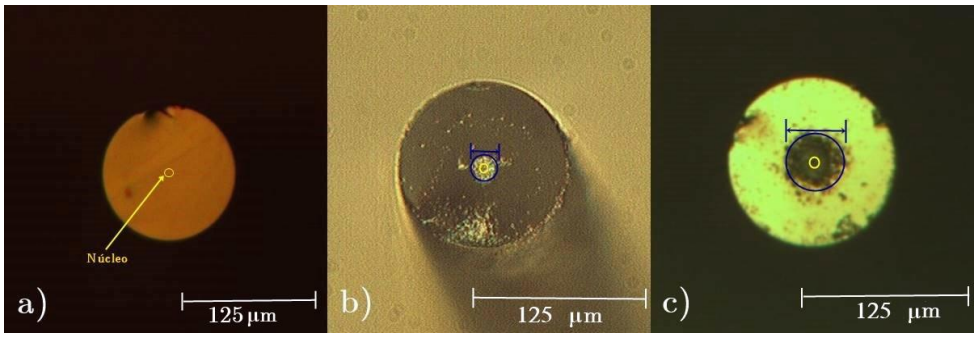

Figura 4.3. Imágenes tomadas en el microscopio óptico de fibras ópticas monomodo después de haber pasado por el proceso de fotodeposición. (a) Imagen de la cara de una fibra óptica limpia. (b) Imagen de una fibra óptica con fotodeposiciones a *20 mW* (c) Fibra óptica con fotodeposiciones a *50 mW*.

En la Figura 4.3, se aprecian algunos de los resultados obtenidos en las diferentes fotodeposiciones mediante microscopía óptica con un objetivo de aumento *x4* y apertura numérica de *0.1*. La Figura 4.3a se muestra la cara de una fibra óptica dónde se usó una potencia de 0 *mW* en el proceso de fotodeposición, lo que da como resultado fibra sin depósito, mientras que en la Figura 4.3b (Figura 4.3c) corresponde a una fibra con evidencia de nanoesferas *Zn* en el núcleo, usando una potencia de *20 mW (50 mW)*. Es muy notable que cuando aumentamos la potencia en el proceso de fotodeposición, se acumulan más nanopartículas en toda la fibra, sin embargo la transmisión es la misma, debido a la localización de las nanoesferas y su tamaño. En

las dos muestras existe una distribución de nanoesferas de *Zn* por toda la fibra óptica, no obstante, es en el núcleo donde hay una gran concentración de material.

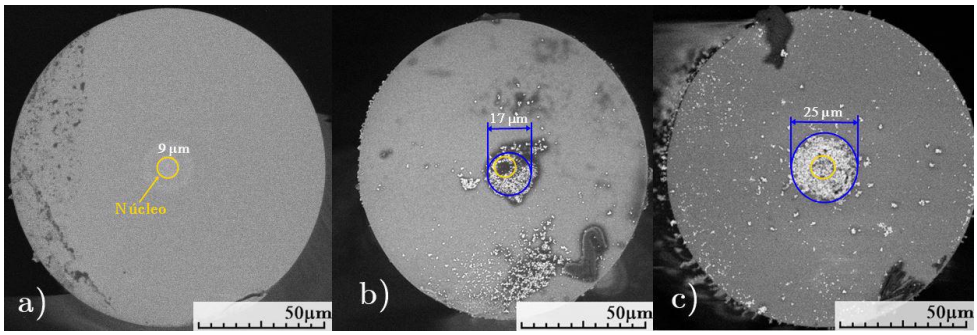

Figura 4.4. Caracterización óptica con el *SEM* de tres fibras ópticas después de haber pasado por el proceso de fotodeposición, a diferentes potencias. (a) Imagen de la fibra sin fotodepósitos, (b) Imagen de la fibra óptica con nanoestructuras fotodepositadas a 20 mW. (c) Imagen de la fibra óptica con nanoestructuras fotodepositadas a 50 mW.

A estas mismas fibras se les realizó microscopía electrónica mediante un *SEM* (Figura 4.4). La Figura 4.4a corresponde a la fibra de la Figura 4.3a observada en el *SEM,* teniendo como parámetros el detector *BSE,* vacío *Hi Vac,* un aumento de *918x* y una aceleración de voltaje de *3 kV*. En esta imagen se puede notar con mayor claridad que no hay nanopartícula alguna, tan sólo pequeñas imperfecciones alejadas del núcleo. La Figura 4.4b pertenece a la fibra óptica con nanoesferas de *Zn* usando una potencia de *20 mW*, tiene como parámetros el detector *BSE,* vacío *Low Vac (10 Pa),* un aumento de *1120x* y una aceleración de voltaje de *10 kV*. En la Figura 4.4c se aprecia la fibra con nanoesferas de *Zn* usando una potencia de *50 mW,* tiene como parámetros el detector *BSE,* vacío *Hi Vac,* aumento de *1140x* y una aceleración de voltaje de *5 kV*. Se puede apreciar que en las muestras *b)* y *c)* las nanoestructuras de *Zn* quedan depositadas de forma aleatoria alrededor del núcleo en diferente cantidad y tamaño. Tal como se mencionó en la sección 2.5, según la potencia usada en el proceso de fotodeposición se pueden seleccionar diferentes tamaños de partículas, sin

embargo con estos microscopios no es posible meir las diferentes dimensiones de las nanopartículas.

4.3 Caracterización no lineal

Una vez fotodepositadas las muestras sobre la cara de las *SMFs*, se empalmó cada tramo de fibra óptica por fusión al amplificador de alta ganancia para realizar su caracterización. El procedimiento para medir la no linealidad de cada muestra se describe en la sección 3.3.

Una vez que se obtuvieron los promedios de los datos medidos para cada fibra, se procedió a sacar la transmisión de cada muestra con la ecuación 2.23, posteriormente se calculó la intensidad obtenida de cada muestra con la ecuación 2.25.

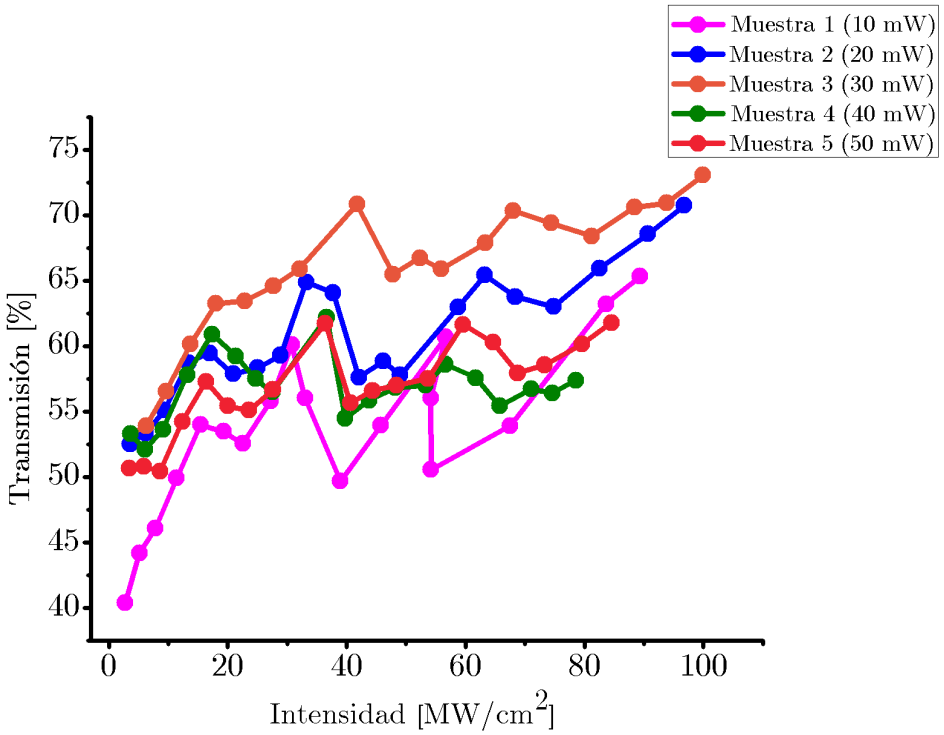

Figura 4.5. Transmisión de las nanoesferas de Zn fotodepositadas sobre una fibra en función de la intensidad.

En la Figura 4.5 se presentan las transmisiones obtenidas de las 5 muestras de fibra con depósito de nanoesferas de *Zn* sobre el núcleo. Todas estas fibras con depósito de nanoesferas de *Zn* sobre el núcleo tienen aproximadamente *3 dB* de atenuación obtenida con la ecuación 2.24.

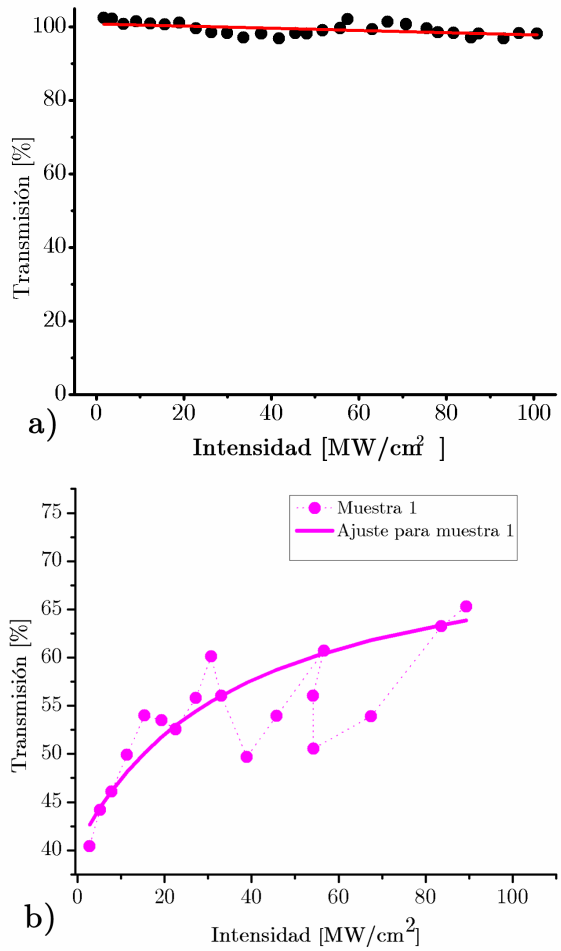

Figura 4.6. Caracterización no lineal de la muestra 1 con barniz: a)Resultado de fibra óptica con barniz, b) Resultado de la muestra 1.

Se puede observar que todas las muestras presentan SA a intensidades cercanas a los *30* MW/cm^2, también la mayoría de las muestras presentan una transmisión inicial de aproximadamente el 50% excepto la muestra 1; ya que se le colocó una capa de barniz diluido sobre esta fibra; debido a que con la potencia que se le suministró,

se desprendían muy rápido las nanopartículas; sin embargo, la capa de barniz no interviene en los efectos no lineales de las nanoesferas de Zn, como se observa en la Figura 4.6a.

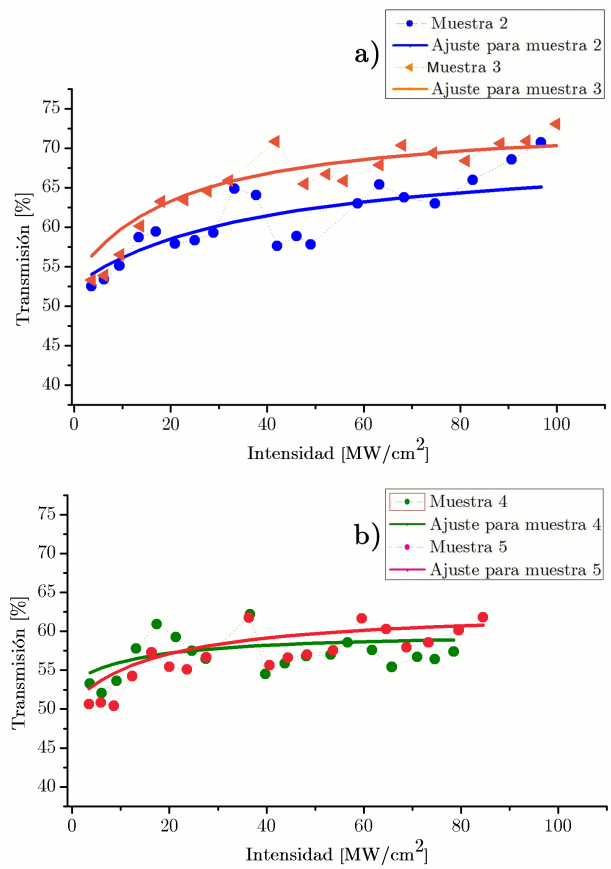

Figura 4.7. Transmisión de las diferentes muestras: (a) Resultados de las transmisiones de las muestras 2 y 3, (b) Resultados de las transmisiones de las muestras 4 y 5.

En la Figura 4.6b se observa que la muestra 1, correspondiente a la fotodeposición de *10 mW*, presenta una transmisión inicial del *45%* a una intensidad de *1.3* MW/cm^2 y llega hasta el *65%* de su transmisión. Según los datos experimentales, su corriente de saturación es de *27* MW/cm^2.

En la Figura 4.7a se presentan los resultados de las muestras 2 y 3 con sus ajustes teóricos, correspondientes a las fotodeposiciones hechas a *10, 20 y 30 mW*,

respectivamente. La muestra 2 correspondiente a la fotodeposición de *20 mW*, tiene una transmisión que va desde el *55%* y llega a alcanzar el *70%* de transmisión; su intensidad de saturación en *33* MW/cm^2. La muestra 3 correspondiente a la fotodeposición de *30 mW*, tiene una transmisión que inicial del *55%* con una intensidad de *1.6* MW/cm^2 y llega a alcanzar el *70%*. Alcanza su intensidad de saturación en *2.7* MW/cm^2. En la Figura 4.7b se presentan los resultados de las muestras 4 y 5 con sus ajustes teóricos, correspondientes a las fotodeposiciones hechas a *40* y *50 mW*, respectivamente. Se nota detenidamente que la muestra 4 correspondiente a la fotodeposición de *40 mW;* tiene una transmisión que va desde el *52* al *64%* alcanzando su intensidad de saturación en *13* MW/cm^2, mientras que la muestra 5 presenta una transmisión inicial del *50%* a una intensidad de *1.6* MW/cm^2 aproximadamente y aumenta hasta llegar al *63%* de la transmisión. Según los datos experimentales arrojados, presenta una intensidad saturación de *16* MW/cm^2.

4.4 Resultados teóricos

Después de obtener las gráficas de transmisión se procedió a hacer un ajuste y obtener los parámetros no lineales. En la Figura 4.8 se presentan todos los ajustes de las 5 muestras, así mismo en la Figura 4.7 se muestran los ajustes con cada valor experimental de transmisión. De acuerdo a los datos experimentales, se obtuvieron los parámetros no lineales. En la tabla 4.1 se muestran los parámetros no lineales para cada muestra: la primera columna corresponde al número de muestra ordenadas en número ascendente; la segunda columna corresponde al coeficiente de absorción lineal del medio, α_0 obtenido de la ecuación 2.14; la tercera columna corresponde al coeficiente de absorción no lineal, β_0 descrito con la ecuación 2.17; la columna 4 corresponde a la susceptibilidad de tercer orden, $\chi^{(3)}$ descrita con la ecuación 2.18 con unidades en el sistema SI; mientras que la columna 5 también describe el valor de $\chi^{(3)}$ en unidades CGS, ya que es muy frecuente encontrarla así en la literatura; finalmente la columna 6 corresponde a la profundidad de modulación definida como

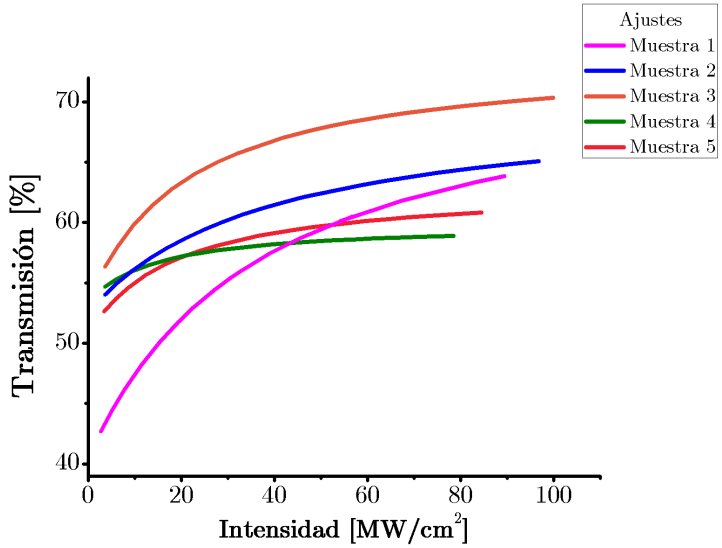

Figura 4.8. Ajustes teóricos de las diferentes muestras.

la amplitud de modulación (es decir, la mitad de los cambios de pico a pico) dividida por el valor medio; *P. ej.* la muestra 1 que tiene nanoesferas fotodepositadas a una potencia de *10 mW* muestra un α_0 de $1.81\times10^6 m^{-1}$; un β_0 de $-4.39\times10^{-6} m/W$; un $\chi^{(3)}$ de $-5.75\times10^{-15} m^2/V^2$ equivalente a $-5.17\times10^{-6} esu$; y una profundidad de modulación de *21.1%*.

Tabla 4.1: Parámetros no lineales de las 6 diferentes muestras.

# Muestra	α_0[m^{-1}]	β_0[m/W]	$Im(\chi^{(3)})$[m^2/V^2]	$Im(\chi^{(3)})$[esu]	ΔT[%]
1	1.81×10^6	-4.39×10^{-6}	-5.75×10^{-15}	-5.17×10^{-6}	21.1
2	1.29×10^6	-2.19×10^{-6}	-2.87×10^{-15}	-2.58×10^{-6}	12.6
3	1.26×10^6	-3.63×10^{-6}	-4.75×10^{-15}	-4.27×10^{-6}	12.4
4	1.26×10^6	-3.56×10^{-6}	-2.04×10^{-15}	-1.87×10^{-6}	8.6
5	1.36×10^6	-2.67×10^{-6}	-3.49×10^{-15}	-3.14×10^{-6}	8.1

En el contexto de la absorción saturable, la profundidad de modulación (ΔT), es el cambio máximo en la absorción (o reflectividad) que puede ser inducido por la luz incidente con una longitud de onda dada. Este es un parámetro de diseño importante en los láseres de amarre de modos pasivo. Una gran ΔT conduce a una fuerte formación de pulsos por el absorbedor saturable, que puede conducir a una

duración de pulso corto y auto-arranque fiable, sino también a las inestabilidades de Q-switching [84]. En la Figura 4.9 se aprecia la relación que existe entre la potencia con la que se depositaron las nanoestructuras sobre la fibra óptica y ΔT obtenida en cada muestra. Se advierte que conforme aumenta la potencia en la fotodeposición, ΔT tiende a disminuir, esto puede ser debido a las dimensiones y la cantidad de las nanoestructuras que fotodepositan en el núcleo de la fibra.

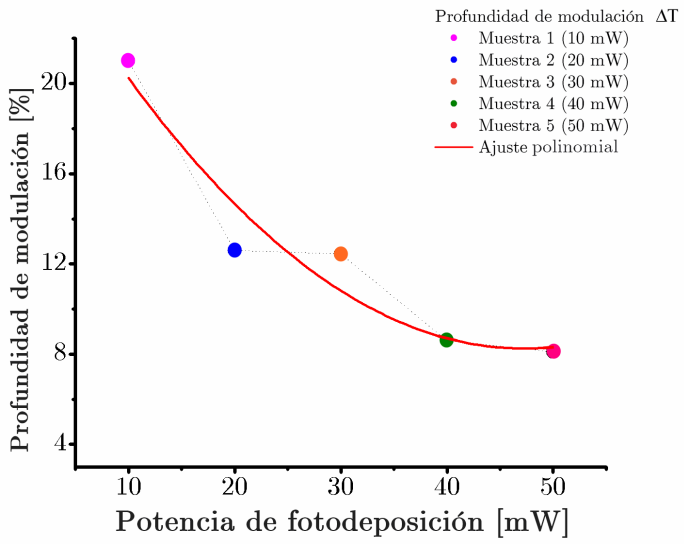

Figura 4.9. Relación entre la potencia de fotodeposición y la profundidad de modulación (ΔT) de cada muestra.

Al hacer una comparación de la ΔT entre diversos tipos de absorbedores saturables, se encontró lo siguiente:

Entre los SESAM se encuentra una ΔT típica entre entre el 0.5% al 6%, dependiendo las características del láser que usan [77-83].

Diversas nanopartículas como los nanotubos [85, **?**] que presentan típicamente una ΔT similar a los SESAM´s; aproximadamente entre un 0.25% a un 5%. Las nanopartículas del grafito [87] presentan entre un 11% a un 22%. Diferentes dopajes de materiales con nanopartículas metálicas nobles [88- 93] presenta hasta un 40%. El

grafeno está siendo el material lider en inducir el amarre de modos de forma pasiva [87, 91] ya que combinado con otros materiales, presenta los más altos porcentajes en ΔT que va desde el 6.2% al 70%. Muy recientemente diferentes tipos de nanoestructuras de aislantes topológicos (topological insulator, *TI*) [94-97] que tienen ΔT al rededor del 60%.

Para poder hacer una buena comparación entre las diversos SA con las nanoesferas de *Zn* como medio de un láser de amarre de modos pasivo, sería indispensable introducir las nanoesferas en el láser y caracterizarlo respecto a sus pérdidas no-saturables, energía del pulso generado, entre otros parámetros [98], sin embargo a grandes rasgos, las nanoesferas de *Zn* tienen gran potencial como medio de un láser com amarre de modos pasivo, sin tomar en cuenta que la forma de fotodeposición permite controlar la ΔT de manera fácil y económica, comparada a otros métodos reportados.

En este trabajo de tesis se presentó un estudio experimental de las propiedades ópticas no lineales de nanoesferas de *Zn* fotodepositadas sobre el núcleo de *SMF*, usando una fuente de radiación coherente. Se empeló la técnica de fotodeposición para colocar nanopartículas de zinc sobre el núcleo de fibras y se caracterizaron sus propiedades de absorción no lineales mediante la utilización de un amplificador de alta ganancia en configuración dual. Asimismo, se realizó la caracterización morfológica de las fibras ópticas con los depósitos de nanoesferas para para observar y analizar la distribución de las mismas sobre el núcleo de las fibras.

Conclusiones

Se realizó un estudio experimental de las propiedades ópticas no lineales de nanoesferas de *Zn* fotodepositadas sobre el núcleo de *SMF*, usando un amplificador pulsado de alta ganancia que opera en la región infrarroja; particularmente en la tercera ventana de las comunicaciones ópticas. Se empleó la técnica de fotodeposición para depositar las nanopartículas de *Zn* sobre el núcleo de 5 muestras de *SMF*, utilizando diferentes potencias de una fuente de radiación coherente.

De acuerdo a los resultados obtenidos en el amplificador de alta ganancia, se determinó que la característica de los pulsos para llevar a cabo la caracterización no lineal de las nanoesferas de *Zn* deben tener una frecuencia de *4 kHz* y *20 ns*; debido a que presentan una desviación estándar pequeña comparada con otras configuraciones y el ancho temporal de salida no presenta un decaimiento grande. Esta configuración alcanza *100 W* de potencia pico, apropiada para estudiar las propiedades no lineales de las nanoesferas de *Zn.*

De acuerdo a la caracterización morfológica, se observó que a mayores potencias en la fotodeposición aumenta la distribución de nanopartículas de *Zn* en la proximidad del núcleo de la fibra; sin embargo, se mantuvo el mismo valor de la transmisión.

Se observó que ΔT, es dependiente de la potencia usada en la fotodeposición; es decir, conforme la potencia en la fotodeposición aumenta, ΔT tiende a disminuir, esto puede ser debido a las dimensiones y la cantidad de las nanoestructuras que se fotodepositan en el núcleo de la fibra.

La importancia de este estudio en configuración de *P-scan* radica en que la caracterización no lineal de los materiales nanoestructurados están libres de los efectos atribuidos muchas veces a los coloides, los cuales son indeseables cuando se necesitan estudiar sólo las propiedades de las nanoestructuras.

La relevancia de los resultados obtenidos radica en el estudio de ΔT que puede ser aprovechada en aplicaciones de conmutación, tratado de señales, limitadores ópticos, absorbedores saturables; todo en el área de comunicaciones ópticas.

Referencias

[1] S. Pachnicke, *"Fiber-optic transmission networks: efficient design and dynamic operation"*, Serie Signals and communication technology, Springer, Cap 1, (2012)

[2] H. Venghaus y N. Grote, editors, *"Fibre optic communication: key devices"*, Springer series in optical sciences, 161, Springer, Cap 1, (2012)

[3] H.B. Killen, *"Fiber optic communications"*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, Cap1, (1991)

[4] A. Pinto, N. Silva, A. Almeida y N. Muga, *"Using quantum technologies to improve fiber optic communication systems"*, IEEE Communications Magazine, 51(8); 42 - 48, (2013)

[5] M.J. Salmerón-Domínguez D. López Navarro, *"Sistemas de transmisión: líneas cables coaxiales, guías de ondas y fibras ópticas"*, Trillas, Cap 1, (2000)

[6] R. Rodes, B. Li, J. Estaran, J.B. Jensen, K.L. Larsen, I.T. Monroy, M. Müeller, T. Gruendl, M.C. Amann, M. Ortsiefer, C. Neumeyr y J. Rosskopf, *"High-Speed 1550 nm VCSEL Data Transmission Link Employing 25 GBd 4-PAM Modulation and Hard Decision Forward Error Correction"*, Journal of Lightwave Technology, 31(4): 689-695, (2013)

[7] D.M. Brown, J.C. Juarez y A.M. Brown, *"Laser differential image-motion monitor for characterization of turbulence during free-space optical communication tests"*, Applied Optics, 52(35): 8402-8410, (2013)

[8] B. Shin, J. Jeong y J. Lee, *"25-Gb/s optical NRZ transmission over 40 km of single-mode fiber at 1550 nm without dispersion compensation"*, Optical Fiber Technology, 20(5): 461-466, (2014)

[9] B. Shin, J. Jeong y J. Lee, *"25-Gb/s optical NRZ transmission over 40km of single-mode fiber at 1550 nm without dispersion compensation"*, Optical Fiber Technology, 20(5): 461-466, (2014)

[10] M. Zamani, C. Chen, C. Li y Z. Zhang, *"A blind channel estimation for 100+ Gb/s optical IM-DD DMT over 100-km SMF in 1550 nm"*, IEEE Photonics Technology Letters, 26(19): 1928-1931, (2014)

[11] A. Benoît, R. Dauliat, K. Schuster, S. Grimm, R. Jamier, F. Salin y P. Roy, *"Optical fiber microstructuration for strengthening single-mode laser operation in high power regime"*, Optical Engineering, 53(7): 1-6, (2014)

[12] P. Wan, L-M. Yang y J. Liu, *"High-energy femtosecond 2-μm fiber laser"*, Optical Engineering, 53(5): 1-4, (2014)

[13] M. Tao, X. Ye, Z. Wang,Y. Wu, P. Wang, P. Yan y G. Feng, *"Theoretical modeling and analysis of a passively Q-switched Er-doped fiber laser with Tm-doped fiber saturable absorber"*, Elsevier B.V, Optics Communications, 319: 128-182, (2014)

[14] O. G. Okhotnikov, editor, *"Fiber lasers"*, Weinheim: Wiley-VCH, (2012)

[15] Z. Hu, H. Zheng, L. Wang, X. Tian, T. Wang, Q. Zhang, G. Zou, Y. Chen y Q. Zhang, *"Random fiber laser of POSS solution-filled hollow optical fiber by end pumping"*, Optics Communications, 285(19): 3967-3970, (2012)

[16] J.J. Koponen,L. Petit, T. Kokki, V. Aallos, J. Paul y H. Ihalainen, *"Progress in direct nanoparticle deposition for the development of the next generation fiber laser"*, Elsevier B.V., Optical Engineering, 50(11): 1-10, (2011)

[17] Z. Hu, G. Zou, Q. Zhang, Q. Zhang,Y. Chen, Y. Luo, B. Miao, Q. Fu, D. Zhang,P. Wang y H. Ming, *"Coherent random fiber laser based on nanoparticles scattering in the extremely weakly scattering regime"*, Elsevier B.V., Physical Review Letters, 109(25): 21-25, (2012)

[18] K. N. Chopra, *"Noble metal nanoparticles and composites for nonlinear optics and its applications - A technical analysis and short review"*, Lat. Am. J. Phys. Educ. 8(1): 224-234, (2014)

[19] J.M. Breteau, J. L Ayral y F. Micheron, *"Medical x-ray imaging in infrared to visible upconverting materials"*, Journal of Applied Physics, 67: 1102-1107, (1990)

[20] M. Medic, P. Kumar, K. F. Lee, J. Altepeter, B. Gokden, C. Liang y S. W. Nam, *"Tomographic characterization of fiber-generated polarization-entangled bell states"* Proceedings of SPIE, 6780 (2007)

[21] X.H. Huang, B. Kang, W. Qian, MA Mackey, PC Chen, AK Oyelere, IH El-Sayed y MA El-Sayed, *"Comparative study of photothermolysis of cancer cells with nuclear-targeted or cytoplasm-targeted gold nanospheres: continuous wave or pulsed lasers"*, Journar of Biomedical Optics, 15(5): 1-7, (2010)

[22] H. Soscun, F. Ruette, A. Sierralta, de J. Araujo, Vianeis, H. J. Soscún y L. J. Rodríguez, *"Theoretical study of the linear and nonlinear optical properties of the Photosensibilizer molecules: Photofrin and foscan in gas phase"*, Journal of Computational Methods in Sciences & Engineering, 9(4): 313-322, (2009)

[23] A. Chantzis, T. Very, S. Despax, J T. Issenhuth, A Boeglin, P Hebraud, M Pfeffer, A Monari y X Assfeld, *"UV-vis absorption spectrum of a novel Ru(II) complex intercalated in DNA: [Ru(2,2 '-bipy)(dppz)(2,2 '-ArPy)](+)"*, Journal of Molecular Modeling, Springer, 20(3): 1-10, (2014)

[24] S. Anbuchudar y S. Ganesan, *"Linear and nonlinear optical studies of γ-glycine single crystals from ammonium carbonate for optoelectronic applications"*, Department of Physics, Govt. College of Technology, 124(6): 526-528, (2013)

[25] N B Huang, M Li, Y Deng y NH Zhu, *"Optical Pulse Generation Based on an Optoelectronic Oscillator With Cascaded Nonlinear Semiconductor Optical Amplifiers"*, IEEE Photonics Journal, 6(1): 1-8, (2014)

[26] L. J. Swenson, P. K. Day, B. H. Eom, H. G. Leduc, N. Llombart, C. M. McKenney, O. Noroozian y J. Zmuidzinas, *"Operation of a titanium nitride superconducting microresonator detector in the nonlinear regime"*, Journal of Applied Physics, 113(10): 104501-104509, (2013)

[27] V. Chithambaram y S. Krishnan, *"Synthesis, optical and thermal studies on novel semi organic nonlinear optical Urea Zn Acetate crystals by solution growth technique for the applications of optoelectronic devices"*, Elsevier B.V., Optics and Laser Technology, 55: 18-20, (2014)

[28] D. Bharath y S. Kalainathan, *"Synthesis, growth, thermal and optical studies on third order nonlinear optical material (E)-2-{3-[2-(4-chlorophenyl) vinyl]-5,5-dimethylcyclo-hex-2-en- 1-ylidene}malononitrile for optoelectronic application"*, Elsevier B.V, 120: 32-39, (2014)

[29] A. Wojciechowski, M. Raposo, M. Manuela, M. Castro, R. Cidalia, W. Ku*Zn*ik, I. Fuks-Janczarek, M. Pokladko-Kowar y F. Bures, *"Nonlinear optoelectronic materials formed by push–pull (bi)thiophene derivatives functionalized with di(tri)cyanovinyl acceptor groups"*, Springer, Journal of Materials Science: Materials in Electronics, 25(4): 1745-1751, (2014)

[30] W-Y. Wang, N.-N. Ma, S.-L. Sun y Y.-Q. Qiu, *"Impact of redox stimuli on ferrocene-buckybowl complexes: Switchable optoelectronic and nonlinear optical properties"*, Institute of Functional Material Chemistry, Faculty of Chemistry, Northeast Normal University, 33(13): 3341-3352, (2014)

[31] J. Peřina y J. Křepelka, *"Joint photon and wave statistics in nonlinear optical couplers"*, Optics Communications, 326: 10-19, (2014)

[32] Z. Kang, J. Yuan y C. Yu, *"Novel dielectric loaded plasmonic waveguide based Bragg reflector and high Q-factor micro-cavity"*, Optics Communications, 326: 139-143, (2014)

[33] W. Qiu, J. Li, J. Zhou, Q. Jiang, P. Lv, C. Zhang, B. Gao y P. Lin, *"Maximum fractional delay achievable on slow light propagation through an erbium-doped optical fiber"*, Elsevier, Optics Communications, 326: 100-104, (2014)

[34] M. Ramrakhiani, *"Nanostructures and their applications"*, Recent Research in Science and Technology, 4(8): 14-19, (2012)

[35] L. Irimpan, A. deepthy, Bindu Krishnan,V.P.N. Nampoori y P. Rdhakrishnan, *"Nonlinear optical characteristics of self-assembled films of ZnO",* Appl. Phys. B 90, 547–556 (2008)

[36] M. Hari, S. Mathew, B. Nithyaja, S. A. Joseph, V. P. N. Nampoori y P. Radhakrishnan, *"Saturable and reverse saturable absorption in aqueous silver nanoparticles at off-resonant wavelength"*, Opt Quant Electron, 43: 49–58, (2011)

[37] R. Czaplicki, M. Zdanowicz, K. Koskinen, H. Husu, J. Laukkanen, M. Kuittinen, M. Kauranen, *"Linear and Nonlinear Properties of High-Quality L-shaped Gold Nanoparticles"*, Nonlinear Optics and Qiianlim Optics, 4: 71-83, (2012)

[38] M. Consales, A. Cutolo, M. Penza, P. Aversa, M. Giordano y A. Cusano, *"Fiber Optic Chemical Nanosensors Based on Engineered Single-Walled Carbon Nanotubes"*, Journal of Sensors, 2008: 1-29, 936074, (2008)

[39] H. Guo, S. Tao, *"Silver nanoparticles oped silica nanocomposites coated on an optical fiber for ammonia sensing"*, Sensors and Actuators B, 123: 578–582, (2006)

[40] J.G. Ortega-Mendoza, A. Padilla-Vicanco, C. Toxqui-Quitl, P. Zaca-Morán, D. Villegas-Hernandez y F. Chavez, *"Optical fiber sensor based on localized surface plasmon resonance using silver nanoparticles photodeposit on the optical fiber end"*, Sensors,14: 18701-18710 (2014)

[41] H-J. Kim, H-J Choi, S-M. Nam y Y-W. Song, *"High-performance laser mode-locker with glasshosted SWNTs realized by room-temperature aerosol deposition"* Optics Express, 19(5): 46762-46767, (2011)

[42] Ch. Roychoudhuri, A F. Kracklauer, K. Creath., *"The nature of light : what is a photon?"*, CRC Press, Taylor & Francis Group, Cap 1, (2008)

[43] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *"Fundamental of Photonics"*, Ed. John Wiley &Sons, Cap. 1, (1991)

[44] Ch. Yeh, *"Applied Photonics"*, Academic Press, Cap. 2 (1994)

[45] V. Degiorgio y I. Cristiani, *"Photonics: a short course"*, Undergraduate Lecture Notes in Physics, Springer International, Cap 1, (2014)

[46] R.A. Serway, J. W. Jewett Jr. *"PHYSICS: for Scientists and Engineers with Modern Physics"*, Thomson Higher Education, 7ma Ed., Cap. 34, (2008)

[47] R. Menzel, *"Photonics: Linear and Nonlinear Interactions of Laser Light and Matter"*, 2da Ed, Springer (2007)

[48] D. Arivuoli, *"Fundamental of nonlinear optical materials"*, Journal of physics, 57(5): 871-883 (2001)

[49] R.W. Boyd, *"Nonlinear Optics"*, Academic Press, 3ra Ed, Cap. 1 (2008)

[50] C. Rullière, *"Femtosecond LaserPulses: Principles and experiments"*, 2da Ed, Springer (2005)

[51] F.Träger, (Ed.), *"Handbook of Lasers and Optics"*, Editorial Springer, Cap. 4, (2007)

[52] G. New, *"Introduction to Nonlinear Optics"*, Cambridge University Press, New York, (2011)

[53] R. Grajales Coutiño, B. Ibarra-Escamilla, E.A. Kuzin y J. Gutiérrez-Gutiérrez, *"Láser de fibra de amarre de modos de figura ocho basado en un espejo de lazo óptico no lineal simétrico"*, Revista Mexicana de Física, 53 (5): 380–385, (2007)

[54] H. Amekura, N. Umeda, K. Kono, Y. Takeda, N. Kishimoto y Ch. Buchal, S. Mantl, *"Dual surface plasmon resonances in Zn nanoparticles in SiO2: an experimental study based on optical absorption and thermal stability"*, IOPscience, Nanotechnology, 18(395707): 1-6, (2007)

[55] L. Novotny, B. Hecht, *"Principles of nano-optics"*, Cambridge University Press, pp. 419-443, (2006)

[56] V. Ter-Mikirtychev, *"Fundamentals of Fiber, Lasers and Fiber Amplifiers"*, Ed. Springer Series in Optical Sciences, 181, (2014)

[57] P. Zaca-Morán, E. Kuzin, J. Torres-Turiján, J.G. Ortega-Mendoza, F. Chávez, G.F. Pérez-Sánchez y L.C. Gómez-Pavón, *"High gain pulsed erbium-doped fiber amplifier for the non linear characterization of SWCNTs photodeposited on optical fibers"*, Optics & Laser Technology, 52: 15–20, (2013)

[58] M. Bass, J. M. Enoch, E. W. Van Stryland y W. L. Wolfe, *"Handbook of optics: Volumen IV"*, Segunda Edición, McGraw-Hill, Cap. 10, (2001)

[59] P.C. Becker, N.A. Olsson y J.R. Simpson, *"Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology"*, Academic Press, London (1999)

[60] F. Mitschke, *"Fiber Optics: Physics and Technology"*, Editorial Springer (2009)

[61] J. Crisp, *"Introduction to Fiber Optics"*, 2da Ed., Editorial Newnes, Cap. 17, (2001)

[62] J. Crisp y B. Elliott, *"Introduction to Fiber Optics"*, 3ra Ed. Elsevier, Cap. 13, (2005)

[63] H.H. Cerecedo-Núñez, L.A. Zenteno Sánchez y G. E. Torres Cisneros, *"Caracterización de rejillas de Bragg en fibra óptica"*, Revista Mexicana de Física, 45 (4): 364-369, (1999)

[64] O. Svelto, *"Principles of lasers"*, 5ta Ed., Springer, (2009)

[65] Ter-Mikirtychev, *"Fundamentals of Fiber, Lasers and Fiber Amplifiers"*, Springer Series in Optical Sciences, 181, (2014)

[66] J.G. Ortega-Mendoza, F. Chávez , P. Zaca-Morán, C. Felipe, G. F. Pérez-Sánchez, G. Beltran-Pérez, O. Goiz y R. Ramos-Garcia, *"Selective photodeposition of Zn nanoparticles on the core of a single-mode optical fiber"*, Optics Express Rev. Optics express, 21(5): 6509-6518, (2013)

[67] H. Barrera-Escorcia y R. Cárdenas-Reygadas, *"El microscopio óptico"*, México: UNAM, Plaza Valdez Editores, (1997)

[68] J.G. Tortora, B.R. Funke y C.L. Case, *"Introducción a la microbiología"*, Ed. Médica Panamericana, (2007)

[69] W. Zhou y W. Zhong Lin, *"Scanning Microscopy for Nanotechnology: Techniques and Applications"* Springer, 1-32, (2006)

[70] L. Reimer, *"Scanning electron microscopy : physics of image formation and microanalysis"*, 2a ed, Springer series in optical sciences; no. 45, (1998)

[71] J.I. Goldstein, D.E. Newbury, P. Echlin, D.C. Joy, Ch. E. Lyman, E. Lifshin, L. Sawyer y J.R. Michael, *"Scanning Electron Microscopy and X-ray Microanalysis"*, 3a ed, Springer, (2007)

[72] A. Ashkin, *"Optical Trapping And Manipulation Of Neutral Particles Using Lasers"*, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, 94: 4853–4860, (1997)

[73] I. Ricardez, E.E. Orozco y J. A. Hernández, *"Pinzas Ópticas, Una Herramienta Eficaz Para Micromanipulación"* Faraute Ciens. y Tec., 3(1): 25-30, (2008)

[74] Y. Harada, T. Asakura, *"Radiation forces on a dielectric sphere in the Rayleigh scattering regime"*, Opt. Comm., 124: 529-541, (1996)

[75] J. Torres Turiján, *"Amplificador de señal pulsada de alta potencia de fibra dopada con erbio de dos etapas en configuración reflectiva"*, Tesis de Licenciatura, BUAP, México, (2012)

[76] D. Arivuoli, *"Fundamentals of nonlinear optical materials"*, Pramana-journal of physics, 57(5): 871-883, (2011)

[77] C. Honninger, G. Zhang, U. Keller, A. Giesen, *"Femtosecond Yb:YAG laser using semiconductor saturable absorbers"*, Optics Letters, 20 (23), (1995)

[78] R. Fluck, G. Zhang, and U. Keller, K. J. Weingarten, M. Moser, *"Diode-pumped passively mode-locked 1.3-mm Nd:YVO4 and Nd:YLF lasers by use of semiconductor saturable absorbers"*, Optics Lletters, 21(17), (1996)

[79] A. Cabasse, G. Martel, J.L. Oudar, *"High power dissipative soliton in an Erbiumdoped fiber laser mode-locked with a high modulation depth saturable absorber mirror"*, Optics Lletters, 17(12): 9537,(2009)

[80] R. Fluck, R. Häring, R. Paschotta, E. Gini, H. Melchior, U. Keller, *"Eyesafe pulsed microchip laser using semiconductor saturable absorber mirrors"*, Applied Physics Letters, 72(25), (1998)

[81] V. Liverini, S. Schön, R. Grange, M. Haiml, S. C. Zeller, U. Keller, *"Low-loss GaInNAs saturable absorber mode locking a 1.3-mm solid-state laser"*, Applied Physics Letters, 84(20), (2004)

[82] U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Honninger, N. Matuschek, J. Aus der Au, *"Semiconductor Saturable Absorber Mirrors (SESAM's) for Femtosecond to Nanosecond Pulse Generation in Solid-State Lasers"*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2(3), (1996)

[83] R. Paschotta, U. Kellerm, *"Passive mode locking with slow saturable absorbers"*, Appl. Phys. B 73: 653–662 (2001)

[84] F. X. Kärtner, J. Aus der Au, U. Keller, *"Mode-Locking with Slow and Fast Saturable Absorbers—What's the Difference?"*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 4(2), (1998)

[85] Xu-De Wang, Zhi-Chao Luo, Hao Liu, Meng Liu, Ai-Ping Luo, Wen-Cheng Xu, *"Microfiber-based gold nanorods as saturable absorber for femtosecond pulse generation in a fiber laser",* Appl. Phys. Lett. 105: 161107 (2014)

[86] A. Schmidt, S. Rivier, G. Steinmeyer, J. H. Yim, W. B. Cho, S. Lee, F. Rotermund, M. C. Pujol, X. Mateos, M. Aguiló, F. Díaz, V. Petrov, U. Griebner, *"Passive mode locking of Yb:KLuW using a single-walled carbon nanotube saturable absorber"* Optics Lletters, 33(7), (2008)

[87] G. R. Lin, Y.C. Lin, *"Directly exfoliated and imprinted graphite nano-particle saturable absorber for passive modelocking erbium-doped fiber laser"*, Laser Phys. Lett. 8(12): 880–886 (2011)

[88] C. Corbari, M. Beresna, P. G. Kazansky, *"Saturation of absorption in noble metal doped nanocomposite glass film excited by evanescent light field"*, Appl. Phys. Lett. 97: 261101 (2010)

[89] R. A. Ganeev, R. I. Tugushev, T. Usmanov, *"Application of the nonlinear optical properties of platinum nanoparticles for the mode locking of Nd:glass laser",* Appl. Phys. Lett. 94(4): 647-651, (2009)

[90] L. D. Boni, E. L. Wood, C. Toro, F. E. Hernandez, *"Optical Saturable Absorption in Gold Nanoparticles",* Plasmonics, 3(4): 171-176, (2008)

[91] N-H Shen, P. Tassin, T. Koschny, C. M. Soukoulis, *"Comparison of gold- and graphene-based resonant nanostructures for terahertz metamaterials and an ultra-thin graphene-based modulator"*, Phys. Rev. B 90: 115437

[92] R. A. Ganeev, A. I.. Ryasnyansky, *"Nonlinear optical characteristics of nanoparticles in suspensions and solid matrices"*, Appl. Phys. B 84: 295–302 (2006)

[93] N. Jiang , L. Shao, J. Wang, *"(Gold Nanorod Core) / (Polyaniline Shell) Plasmonic Switches with Large Plasmon Shifts and Modulation Depths"*, Adv. Mater, 26: 3282–3289, (2014)

[94] J. Safioui, F. Bernard, M. Swaelens, S. Massar, P. Kockaert, P. Emplit , S. P. Gorza, "Ultra-short pulse generation by a topological insulator based saturable absorber", Appl. Phys. Lett. 103: 106101 (2013)

[95] Ch. Zhao, Y. Zou, Y. Chen, Zh. Wang, Sh. Lu, H. Zhang, S. Wen, D. Tang, *"Wavelength-tunable picosecond soliton fiber laser with Topological Insulator: Bi2Se3 as a mode locker: erratum"*, Optics Express Vol. 21, Issue 1: 444-444 (2013)

[96] G. Bo, Y. Yong, Y. Yan-Fu, Y. Yi-Jun, W. Rui-Lai, W. Shu-Guang, R. Zhong-Hua, Y. Bo, *"Topological insulator: Bi2Se3/polyvinyl alcohol film-assisted multi-wavelength ultrafast erbium-doped fiber laser"*, J. Appl. Phys. 117: 063108 (2015)

[97] S. Lu, Ch. Zhao, Y. Zou, Sh. Chen, Y. Chen, Y. Li, H. Zhang, Sh. Wen, D. Tang, *"Third order nonlinear optical property of Bi2Se3"*, 21(2): 2072-2082 (2013)

[98] M. Haiml, R. Grange, U. Keller, *"Optical characterization of semiconductor saturable absorbers"*, Appl. Phys. B 79: 331–339 (2004)